Elektronica en Telecommunicatie 5

Gemeenschappelijke publikatie van de
Sectie voor Telecommunicatietechniek van het K.I.v.I. en het
Nederlands Elektronica- en Radiogenootschap.
Redactie-adres: Prinsessegracht 23, Den Haag.

621.373.5

Over het opwekken van microgolven met behulp van avalanche-diodes

door drs. J. J. Goedbloed, Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven



Synopsis: *On the generation of microwaves using avalanche-diodes.*
A general introduction is given to the phenomena related to the avalanche-diode microwave generator. The static behaviour of the avalanche-diode, particularly the impact-ionization and avalanche process, is discussed first. Then the dynamic properties of the diode, leading to a negative resistance and the transit-time mode of oscillation, are treated from a theoretical point of view, and a comparison with experimental results is made. Some design problems of the device are discussed. This is followed bij a brief discussion of some possible anomalous modes of oscillation. An account is given of the fabrication of avalanche-diodes of the mesa-type. Finally the origin of the noise in the oscillation-signal, i.e. the noise of the non-oscillating diode, and the oscillator noise are discussed.

1. Inleiding

In maart 1958 gaf W. T. Read Jr. in zijn publikatie '*A proposed High-Frequency Negative-Resistance Diode*' [1] aan dat het mogelijk moest zijn om, met behulp van een halfgeleiderdiode in doorslag, radiogolven in het centimetergebied (microgolven) op te wekken. Het duurde toen tot februari 1965 voordat de eerste experimentele verwezenlijking van Read's voorstel werd gemeld en wel door R. L. Johnston, e.a. [2]. In 1966 verscheen de eerste in het Westen bereikbare Russische publikatie over dit onderwerp, met onder meer als auteur A. S. Tager [3]; uit deze publikatie blijkt dat in Rusland reeds in oktober 1959 het idee van Read experimenteel was gerealiseerd. Kennelijk stond dit onderzoek aanvankelijk op de lijst van geheime Kremlin-projecten.

Sinds 1965 volgen talloze publikaties met betrekking tot het opwekken van microgolven met behulp van halfgeleiderdiodes in doorslag; tevens komen vele nieuwe benamingen naar voren zoals: avalanche-diode, Read-diode, IMPATT-diode, TRAPATT-diode, enz.

Voordracht, gehouden tijdens de 207e werkvergadering van het NERG op 4 februari 1970 te Waalre.

De werking van een microgolfoscillator met halfgeleiderdiode in doorslag (avalanche-diode) berust op het feit dat de diode onder bepaalde omstandigheden een impedantie heeft waarbij het reële deel van deze impedantie negatief is. Met behulp van deze negatieve weerstand kan de positieve dempingsweerstand van het oscillatorcircuit (trilholte) worden opgeheven, waardoor oscillaties mogelijk zijn. Het ontstaan van de negatieve weerstand is gedeeltelijk een gevolg van de aard van het doorslagproces (avalancheproces) en gedeeltelijk een gevolg van een looptijdeffect. Door deze twee invloeden kan de fasehoek tussen totale wisselspanning over de diode en totale wisselstroom door de diode groter dan 90° worden, zodat het reële deel van de impedantie negatief wordt.

In het hiernavolgende is getracht bij een aantal gebeurtenissen die een rol spelen bij de avalanche-diode-oscillator de daarbij passende gedachtengang aan te geven, formules zijn dan ook zo veel mogelijk weggelaten. Voor verdere studie van de deelonderwerpen zijn een groot aantal literatuurverwijzingen gegeven: voor een overzicht van de fysica van het doorslagproces zij verwezen naar [38], voor een overzicht van de avalanche-diode-oscillator met uitwerkingen in formulevorm naar [39] en [40].

2. Statisch gedrag

In fig. 1 is de statische stroom-spanning-karakteristiek van een halfgeleider-diode geschetst. De karakteristiek bestaat uit een doorlaat-, een sper- en een doorslaggedeelte. De hier te bespreken verschijnselen zullen zich in hoofdzaak in het doorslaggedeelte van de karakteristiek afspelen; daarom volgt eerst een bespreking van het doorslagverschijnsel. Om de gedachten te bepalen veronderstellen wij te maken te hebben met een silicium p^+-n diode (de bovenindex + betekent *hoog gedoteerd materiaal*).

2.1. *De diode onder keerspanning*

Bij een diode onder keerspanning, bijv. ingesteld in het punt A (fig. 1) bevindt zich in de grenslaag tussen p- en n-gebied (fig. 2) een elektrisch veld E, omdat de vrije ladingdragers bij de grens worden weggetrokken. Het verloop van dit veld wordt beschre-

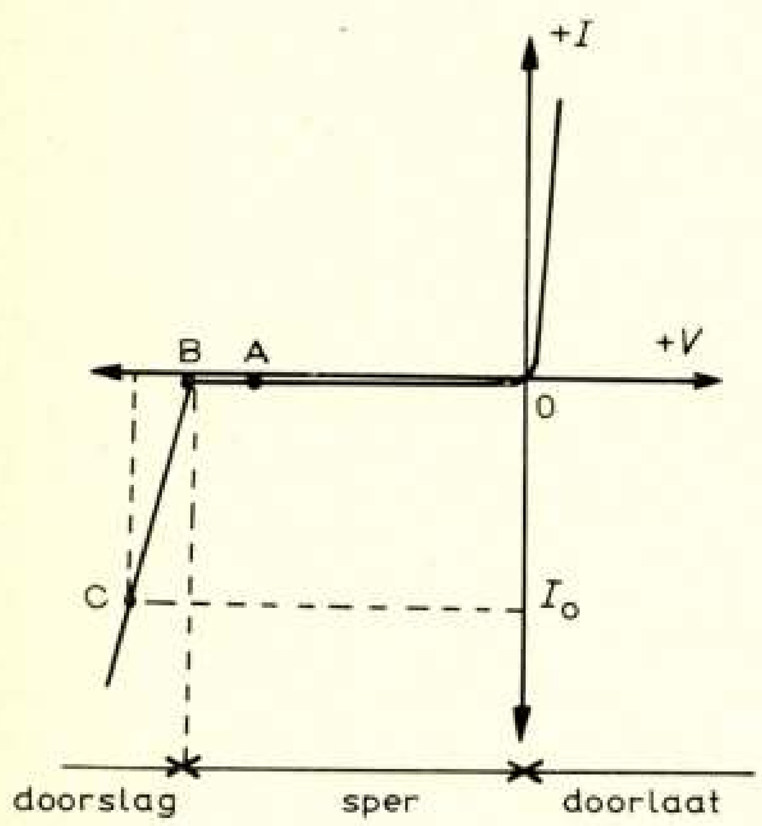


Fig. 1. Statische *I-V*-karakteristiek van een halfgeleiderdiode.

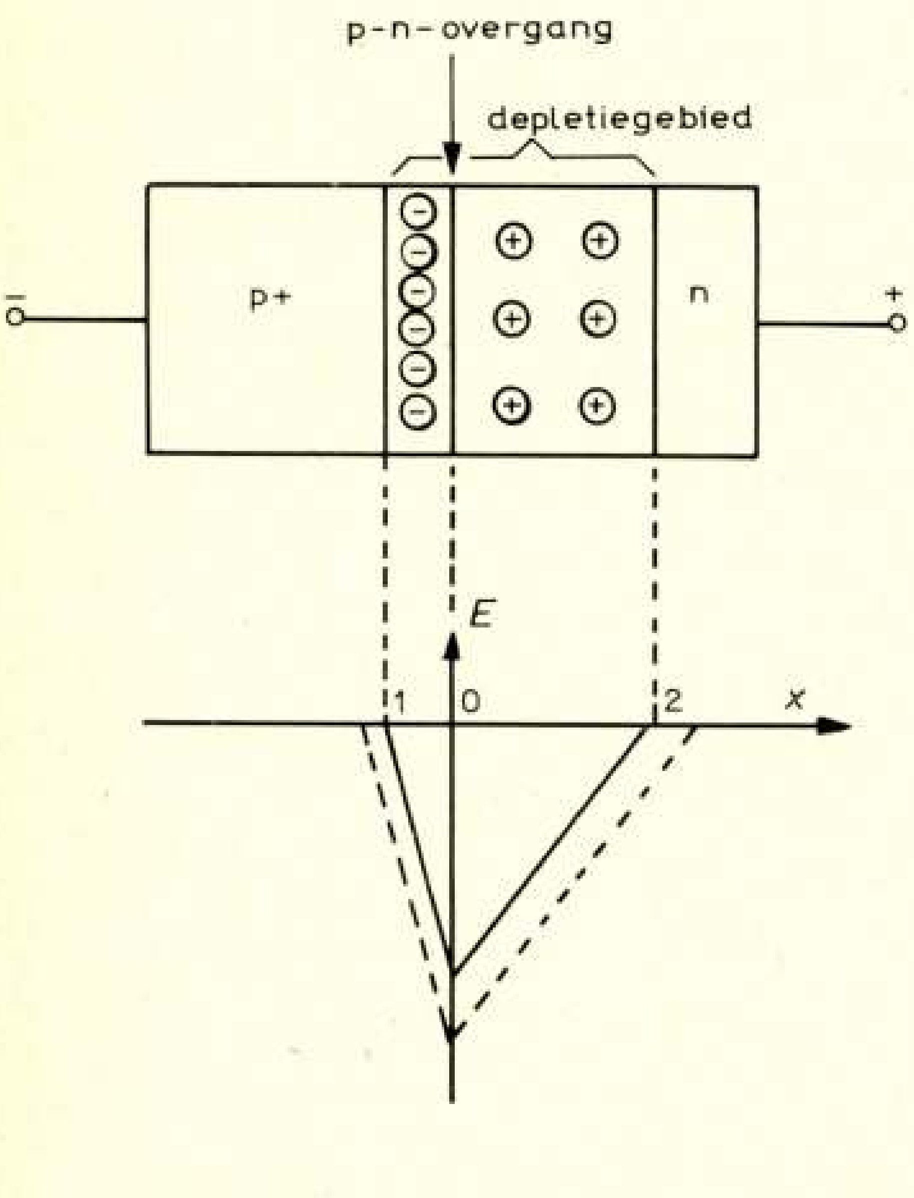


Fig. 2. Verloop van het elektrisch veld als functie van de plaats bij een p-n-overgang.

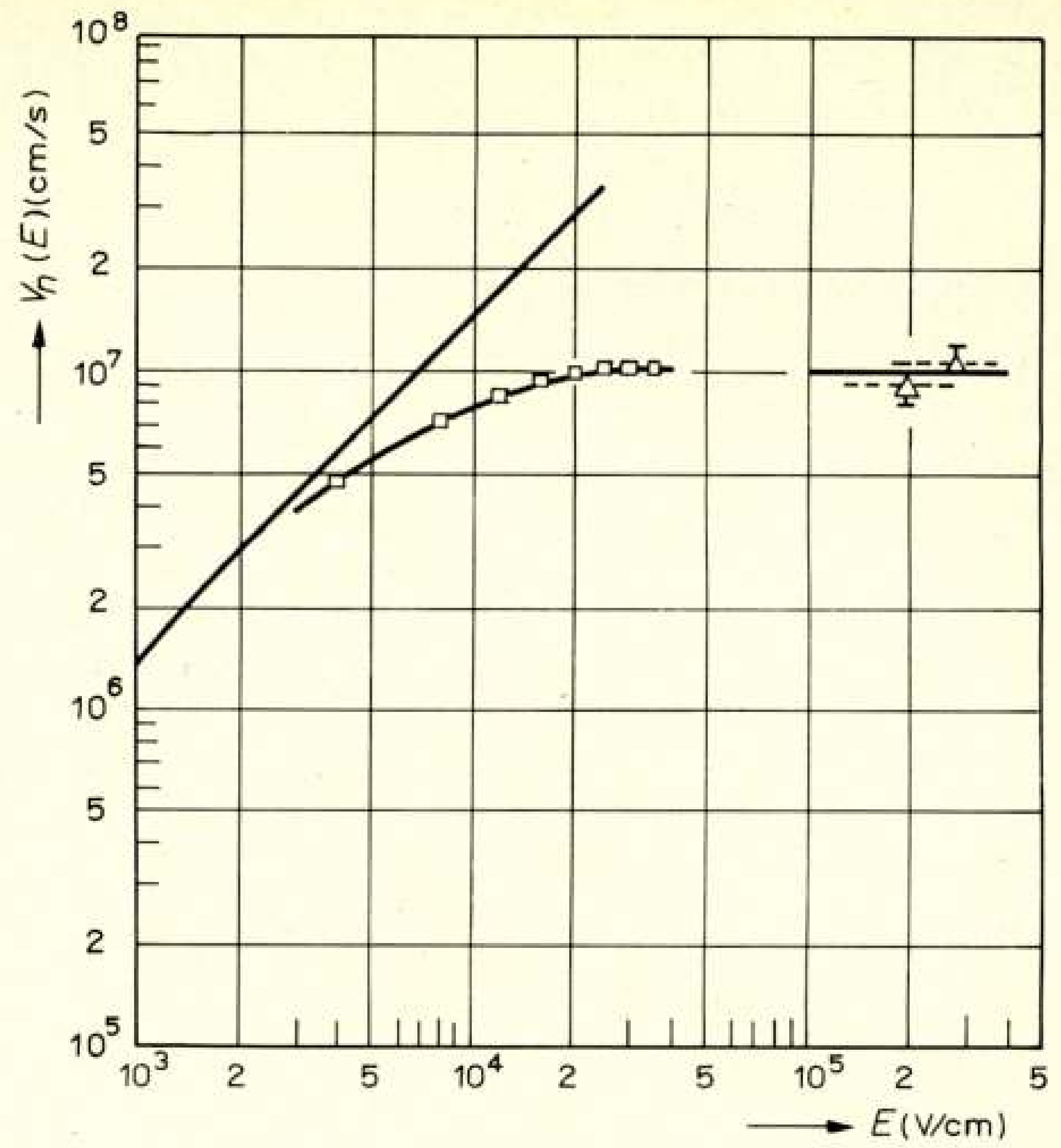


Fig. 3. Driftsnelheid van elektronen in silicium, als functie van het elektrisch veld volgens metingen: (□ zie [6]; △ zie [7]). De raaklijn in de oorsprong wordt door de rechte lijn weergegeven.

ven door de vergelijking van Poisson (het probleem wordt ééndimensionaal verondersteld) [4]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\varrho}{\varepsilon} \tag{1}$$

In deze uitdrukking is x de plaatscoördinaat en ε de diëlektrische constante. De ruimtelading ρ wordt gevormd door de vast in het kristalrooster zittende negatieve acceptor-ionen in het p-gebied en de positieve donor-ionen in het n-gebied. Het aantal vrije ladingdragers (elektronen en gaten) dat in de praktijk tussen de grenzen 1 en 2 achterblijft is uiterst gering ten opzichte van het aantal vaste ladingen (ionen). De bijdrage van de vrije ladingen tot ρ voor het geval dat de diode is ingesteld in punt A mag hier dan ook verwaarloosd worden. Het gebied tussen de grenzen 1 en 2 wordt gewoonlijk het *depletiegebied* genoemd; de afstand, waarover het halfgeleidermateriaal is gedepleteerd (gerekend vanaf de grens tussen p- en n-gebied) is het geringst in het materiaal met de beste geleidbaarheid.

De spanning over de diode is gelijk aan de integraal over het veld; bij verhoging van de absolute waarde van de keerspanning stijgt de absolute waarde van het elektrische veld. Het depletiegebied breidt zich hierbij uit; de maximale waarde van het veld is bij het doorslagpunt B (fig. 1) ca. 300 à 400 kV/cm (bij silicium).

Hoewel de diode onder keerspanning staat loopt er toch nog een zeer kleine stroom, bekend onder de namen *verzadigingsstroom* of *lekstroom*: bij kamertemperatuur is deze stroom (voor een siliciumdiode) enkele nA groot. De verzadigingsstroom ontstaat doordat in en om het depletiegebied het halfgeleidermateriaal zelf thermisch elektronen en gaten genereert [4].

Is een vrij elektron of gat *niet* aan een aangelegd veld onderhevig, dan heeft het alleen een willekeurige warmtebeweging door het kristalrooster heen [5]. Deze warmtebeweging wordt

Tabel 1.

Materiaal	α		β		$E = 350$ kV/cm	
	a (cm^{-1})	b (V/cm)	a (cm^{-1})	b (V/cm)	α (cm^{-1})	β (cm^{-1})
Silicium	$3{,}8 \cdot 10^6$	$1{,}75 \cdot 10^6$	$2{,}25 \cdot 10^7$	$3{,}26 \cdot 10^6$	$2{,}5 \cdot 10^4$	$2{,}0 \cdot 10^3$
Germanium	$1{,}55 \cdot 10^7$	$1{,}56 \cdot 10^6$	$1{,}0 \cdot 10^7$	$1{,}28 \cdot 10^6$	$1{,}8 \cdot 10^5$	$2{,}6 \cdot 10^5$

steeds door botsingen met dat rooster onderbroken en, gemiddeld in de tijd, is er géén netto verplaatsing van de vrije *ladingdragers*.

Is er *wel* een aangelegd veld (zoals in het depletiegebied) dan wordt op de willekeurige warmtebeweging een snelheidscomponent parallel aan het veld gesuperponeerd; er is nu, gemiddeld in de tijd, een netto verplaatsing van de ladingdrager in de richting van het veld. Deze netto verplaatsing geschiedt met de zgn. driftsnelheid; in fig. 3 is voor elektronen in silicium, de driftsnelheid als functie van de veldsterkte gegeven [6, 7]. Aanvankelijk neemt de driftsnelheid toe met de veldsterkte, hetgeen te verwachten is; bij veldsterkten > ca. 20 kV/cm treedt echter verzadiging van de driftsnelheid op. Deze verzadiging kan als volgt worden geïnterpreteerd: bij verder verhogen van het veld gaan de elektronen alleen maar krachtiger (en mogelijk ook vaker) met de kristalatomen botsen. Een analoge interpretatie geldt voor gaten.

2.2. *Ionisatie door botsing*

Bij voldoend hoge veldsterkte kan een elektron of gat tussen twee botsingen in zoveel kinetische energie winnen, dat het in staat is door botsing een kristalatoom te ioniseren (d.w.z. een elektron van dat atoom los te slaan) waardoor er een *elektron-gat-paar* ontstaat. Het elektron en het gat van dit paar worden door het ter plaatse heersende veld direct van elkaar gescheiden: het elektron gaat in de richting n-gebied, het gat in de richting p-gebied. Bij (weer) voldoend hoge veldsterkte kunnen ook dit elektron en dit gat op hun beurt weer atomen door middel van botsing ioniseren; *niet iedere botsing* behoeft echter in een ionisatie te resulteren. Zo kan dus één enkel inkomend elektron of gat een ware lawine van elektronen en gaten veroorzaken; daar het van oorsprong Franse, doch gelijkluidende Engelse woord voor lawine 'avalanche' is, wordt gewoonlijk over avalanche-diodes gesproken. De genoemde lawine uit zich in het uitwendige circuit door een toeneming van de keerstroom: de diode slaat door. Deze keerstroom is dus vermenigvuldigde verzadigingsstroom: er is stroomvermenigvuldiging door middel van botsingsionisatie.

Het ioniserend vermogen van elektronen en gaten kan met een ionisatiecoëfficiënt – gewoonlijk aangeduid met α voor de elektronen en β voor de gaten – worden aangegeven. Deze coëfficiënt geeft het gemiddelde aantal ionisaties, veroorzaakt door een ladingdrager die (in de richting van het aangelegde veld) de eenheid van lengte doorloopt. Uit experimenten [8] volgt dat α en β kunnen worden geschreven in de vorm:

$$\alpha, \beta = a\, e^{-b/E} \tag{2}$$

waarin bij een constante temperatuur a en b constanten zijn, die afhangen van de materiaalsoort en van de omstandigheid of elektronen, dan wel gaten, beschreven worden.

Tabel 1 geeft een overzicht voor silicium en germanium; in de laatste twee kolommen staan de getalwaarden voor resp. α en β, indien $E = 350$ kV/cm. α en β zijn sterk afhankelijk van het elektrisch veld; juist deze sterke veldafhankelijkheid geeft bij de dynamische eigenschappen van de diode mede aanleiding tot een sterk niet-lineair gedrag.

Dat de ionisatiecoëfficiënt volgens een e-macht met het veld verandert, kan men als volgt inzien [9]:

Is ε_i de energie die nodig is om een elektron van een atoom vrij te maken, dan moet het botsende deeltje minstens deze energie hebben. Het deeltje heeft een energie ε_i als het een afstand l_i, bepaald door $q l_i E = \varepsilon_i$, heeft doorlopen (q = elementaire lading, E = elektrische veldsterkte). Als l de gemiddelde vrije weglengte tussen 2 botsingen is, dan is de kans, dat het deeltje zonder te botsen een afstand l_i doorloopt, evenredig met:

$$e^{-l_i/l} = e^{-\varepsilon_i/qlE}$$

De ionisatiecoëfficiënt is dus evenredig met deze e-macht.

2.3. *Avalanchegebied en driftgebied*

Door de sterke veldafhankelijkheid van α en β vindt in het algemeen de meeste stroomvermenigvuldiging (ionisatie) in een relatief klein gedeelte van het depletiegebied plaats en wel in het gebied met de hoogste veldsterkte. De juiste plaats en grootte van dit stroomvermenigvuldigings- of avalanchegebied wordt mede bepaald door de grootte van α en β ten opzichte van elkaar [10]; voor silicium is bij de in de praktijk voorkomende veldsterkten α ca. 10 maal zo groot als β.

Het resterende deel van het depletiegebied, dus daar waar geen stroomvermenigvuldiging plaatsvindt, wordt het driftgebied genoemd. In de praktijk geldt in goede benadering dat in het driftgebied de veldsterkte steeds zo hoog is, dat de ladingdragers met de verzadigde driftsnelheid door dit gebied gaan. Tabel 2 geeft een overzicht van de verzadigde driftsnelheden voor elektronen (v_n) en gaten (v_p) in silicium en germanium (bij kamertemperatuur).

Tabel 2.

Materiaal	v_n (cm/s)	v_p (cm/s)
Silicium	$1{,}05 \cdot 10^7$	$0{,}75 \cdot 10^7$
Germanium	$0{,}6 \cdot 10^7$	$0{,}6 \cdot 10^7$

2.4. *Evenwichtstoestand*

Bij een zekere aangelegde spanning over de diode, bijv. V_c (fig. 1), zal in het algemeen de stroom door de diode ten gevolge van het avalancheproces niet onbeperkt toenemen. De bij dit proces gecreëerde ladingdragers die in het driftgebied komen, schermen als het ware het avalanchegebied af. In vergelijking (1) betekent dit dat, bij het bepalen van ρ, de vrije ladingdragers nu niet meer verwaarloosd mogen worden. Door dit afschermen komt de stroomvermenigvuldiging tot een evenwichtswaarde en in de statische karakteristiek van de diode betekent dit, dat de differentiële weerstand in het punt C (fig. 1) > 0 is.

In de evenwichtstoestand is de ionisatie zodanig, dat [11]:

$$\int_1^2 \alpha(E)\,\mathrm{d}x = 1 \qquad (3)$$

Hierin zijn 1 en 2 de grenzen van het depletiegebied; voorts is eenvoudigheidshalve verondersteld, dat elektronen en gaten dezelfde ionisatiecoëfficiënt hebben. In woorden uitgedrukt betekent vergelijking (3): in de evenwichtstoestand creëert *één* elektron-gat-paar gemiddeld *één* nieuw elektron-gat-paar.

2.5. *Enkele toepassingen*

Tot zover het statische gedrag van de diode. Hoewel het in dit artikel gaat om het opwekken van microgolven met behulp van avalanche-diodes, is het wellicht toch op zijn plaats, op te merken dat deze diodes onder meer ook geschikt zijn als:
- Foto-avalanche-diode; een zeer snelle foto-diode, waarbij de door het licht gegenereerde ladingdragers door het vermenigvuldigingsproces vermeerderd worden [12].
- Deeltjes-detector, eveneens met inwendige versterking.
- Spanning-referentie in elektronische schakelingen, op dezelfde manier als Zenerdiodes gebruikt worden. Door een juiste dimensionering van de diode kan de differentiële weerstand zeer klein worden gemaakt.

3. Dynamisch gedrag

Zoals reeds in de inleiding werd vermeld, berust de werking van de microgolfoscillator met avalanche-diode op het feit dat de diode onder bepaalde omstandigheden een impedantie met negatief reëel deel (negatieve weerstand) heeft. Een impedantie heeft een negatief reëel deel als de wisselspanning over en de wisselstroom door deze impedantie een faseverschil van meer dan 90° (en minder dan 270°) hebben. Bij de avalanche-diode blijkt dit mogelijk te zijn door:
- een 90° faseverschuiving welke samenhangt met gebeurtenissen in het avalanchegebied, gevolgd door:
- een additionele faseverschuiving t.g.v. een looptijdeffect van de ladingdragers in het driftgebied.

Ter vereenvoudiging van de discussie wordt een statische veldverdeling als aangegeven in fig. 4 aangenomen. Tussen $x = 0$ en $x = l_a$ bevindt zich het avalanchegebied; hierin vindt alle stroomvermenigvuldiging plaats. Tussen $x = l_a$ en $x = W$ bevindt zich het driftgebied, met lengte l_d. De veldsterkte in het driftgebied is steeds zo hoog, dat de ladingdragers zich met de verzadigde driftsnelheid door dit gebied bewegen. Verdere vereenvoudigingen, welke vaak in de dynamische theorieën gebruikt worden, zijn bijv.:
- elektronen en gaten hebben in het avalanchegebied dezelfde verzadigde driftsnelheid;

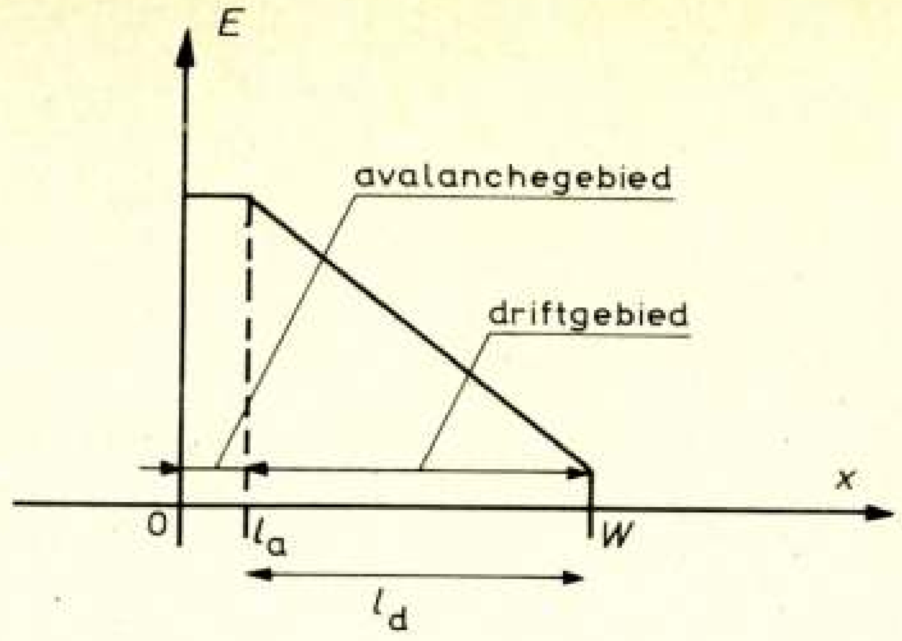


Fig. 4. Vereenvoudigde statische veldverdeling. Het depletiegebied is verdeeld in een avalanchegebied en een driftgebied.

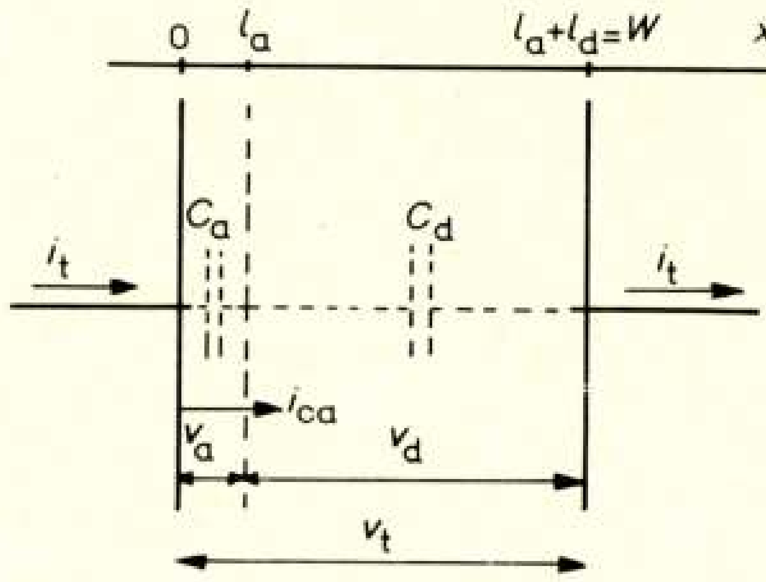


Fig. 5. Wisselspanningen en wisselstromen in de avalanche-diode. C_a en C_d zijn de (koude) capaciteit van resp. het avalanche- en het driftgebied.

- het avalanchegebied is zo dun dat alle grootheden, welke op dit gebied betrekking hebben, alleen tijdsafhankelijk en niet plaatsafhankelijk zijn.

Stel, de diode is in doorslag ingesteld (bijv. in punt C, fig. 1); op de keerspanning wordt nu een kleine sinusvormige wisselspanning met hoekfrequentie ω en amplitude v_t gesuperponeerd. Een deel van deze spanning, v_a, komt over het avalanchegebied, het andere deel, v_d, over het driftgebied (fig. 5). Voorts hebben het avalanche- en het driftgebied ieder een capaciteit van resp. C_a en C_d

3.1. *Avalanchegebied*

De kleine wisselspanning v_a over dit gebied veroorzaakt een periodieke afwijking om de evenwichtswaarde. Komt de spanning boven de evenwichtswaarde, dan neemt de stroomvermenigvuldiging toe; komt de spanning onder de evenwichtswaarde, dan neemt de stroomvermenigvuldiging af. Hierdoor neemt de geleidingsstroom (i_{ca}) toe gedurende het positieve deel van de periode van v_a, bereikt een maximum als $v_a = 0$, neemt af gedurende het negatieve deel van de periode en bereikt een minimum als v_a weer nul is geworden. Zoals aangegeven is in fig. 6, is i_{ca} dus 90° in fase achter ten opzichte van v_a-curve 1; het avalancheproces is dus een inductief proces.

Bij grotere amplitude van v_a komt duidelijk naar voren dat de stroomvermenigvuldiging evenredig is met het aantal aanwezige ladingdragers, dus evenredig is met de stroom welke er al liep; hierdoor neemt de stroom volgens een e-macht toe. Bij voldoend grote amplitude van v_a heeft dit tot gevolg dat de

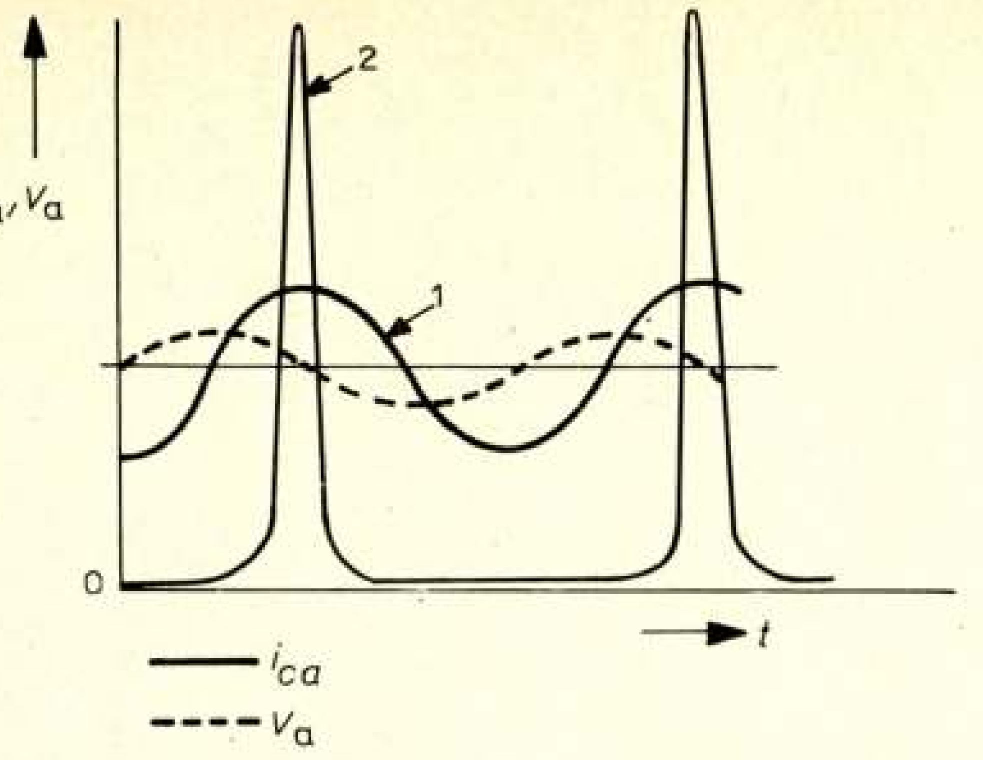


Fig. 6. Variatie van de spanning over het avalanchegebied (v_a) en de geleidingsstroom (i_{ca}) door dat gebied. Curve (1) klein-signaal-variaties, curve (2) groot-signaal-variaties.

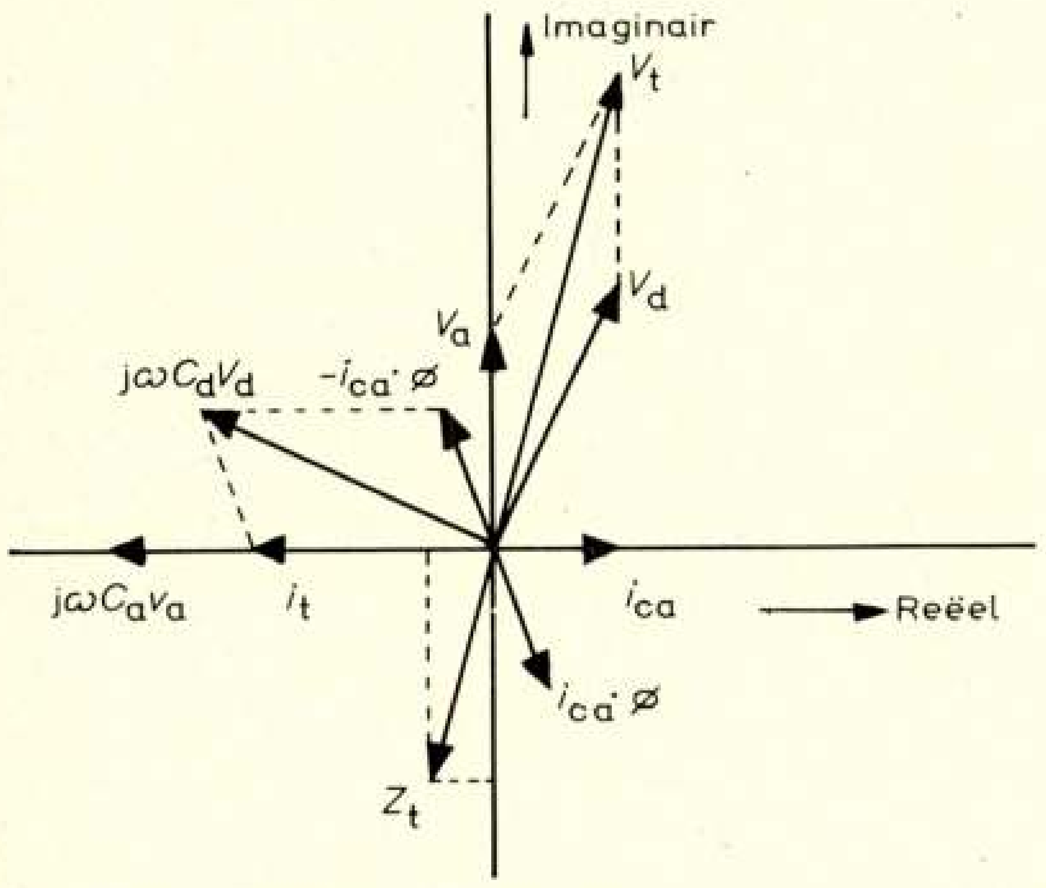


Fig. 7. Vectordiagram, waarin de amplituden en de fasen van de verschillende spanningen en stromen in hun onderlinge verband zijn weergegeven. De diode-impedantie $Z_t = v_t/i_t$.

geleidingsstroom i_{ca} uit een serie stroompieken bestaat (curve 2, fig. 6). Hier komt dus duidelijk het niet-lineaire gedrag van het avalanche-proces naar voren. In het hierna volgende wordt onder de 'groot-signaal-toestand' die toestand verondersteld, waarbij i_{ca} uit een serie stroompieken bestaat. Uit een fourier-analyse volgt dan dat de amplitude van alle harmonischen van i_{ca} gelijk is aan tweemaal de grootte van de ingestelde evenwichtskeerstroom I_0. Voorts zal alleen de grondharmonische van alle voorkomende spanningen en stromen worden beschouwd.

3.2. *Vectordiagram*

Het ontstaan van de impedantie met een negatief reëel deel zal nu beschreven worden aan de hand van een vectordiagram in het complexe vlak (fig. 7).

Zoals reeds onder 3.1. is aangegeven, geeft de spanning v_a aanleiding tot een geleidingsstroom i_{ca}, welke 90° in fase bij deze spanning achter is. Behalve i_{ca} is er ten gevolge van v_a in het avalanchegebied ook nog een verplaatsingsstroom i_{da}, welke 90° in fase vóór is bij v_a; de grootte van deze stroom is $\omega C_a v_a$. De som van i_{ca} en i_{da} is gelijk aan de totale wisselstroom i_t door de diode. Bij een gegeven v_a en C_a is, afhankelijk van de frequentie ω, de totale stroom òf in fase met i_{ca}, òf nul, òf in tegenfase met i_{ca}. In het geval van tegenfase blijkt de diode een impedantie met negatief reëel deel te krijgen.

De totale stroom is nul als i_{ca} en i_{da} in grootte aan elkaar gelijk zijn; in dit geval is de totale impedantie van de diode oneindig groot. De frequentie waarbij dit gebeurt (bij gegeven v_a en C_a) wordt gewoonlijk de *avalanchefrequentie* genoemd. De avalanchefrequentie [10] kan men opvatten als de resonantiefrequentie van een parallelkring, die gevormd wordt door een zelfinductie L_a en de capaciteit C_a; L_a vertegenwoordigt dan het inductieve karakter van het avalanche-proces. De voorwaarde voor een negatieve weerstand van de diode kan nu als volgt worden geformuleerd: bij gegeven v_a en C_a moet de frequentie van de aangelegde spanning groter zijn dan de avalanchefrequentie.

De geleidingsstroom wordt bij $x = l_a$ (fig. 5) in het driftgebied geïnjecteerd; deze stroom induceert in het uitwendige circuit een stroom $i_{ind.} = i_{ca} \cdot \phi$, waarbij ϕ een functie is die het looptijdeffect in het driftgebied beschrijft [13]. Gemiddeld is $i_{ind.}$ in fase achter bij i_{ca}. De verplaatsingsstroom i_{dd} in het driftgebied wordt bepaald uit het verschil van de totale stroom i_t en de geïnduceerde stroom $i_{ind.}$. De totale stroom door de diode is overal gelijk! De grootte van i_{dd} is $\omega C_d v_d$; uit i_{dd}, ω en C_d volgt de grootte van v_d. De richting van v_d is zodanig dat deze 90° in fase achter is bij i_{dd}.

De som van v_a en v_d is gelijk aan de totale wisselspanning v_t over de diode en de totale impedantie Z_t van de diode is het quotiënt van v_t en i_t. Zoals is aangegeven in fig. 7, heeft Z_t een negatief reëel deel, waarbij tevens het imaginaire deel negatief – dus capacitief – is. De negatieve weerstand kan gebruikt worden om een trilholte te ontdempen.

3.3. *Analytische theorieën*

De onder 3.2. geschetste gang van zaken kan ook in formulevorm weergegeven worden. In het grensgeval van zeer lage signaalniveaus – zo laag dat alle voorkomende vergelijkingen gelineariseerd mogen worden – is dit op duidelijke wijze gedaan door Gilden en Hines [13]. Voor willekeurig signaalniveau zijn, eerst door Tager [14] en later in vereenvoudigde vorm door Delagebeaudeuf [15] (en rekening houdend met effecten van harmonischen door Mouthaan [16]) analytische theorieën uitgewerkt; de Amerikaanse literatuur bestaat vnl. uit numerieke studies. De theorieën voor willekeurig signaalniveau geven onder meer de mogelijkheid, voorspellingen te doen omtrent de variatie van de diode-impedantie met het signaalniveau en omtrent het microgolfvermogen dat een diode in een bepaalde schakeling kan leveren.

Uit impedantiemetingen bij een willekeurige wisselspanning over de diode [17, 18], volgt dat de hierboven genoemde theorieën slechts tot een bepaald signaalniveau geldig zijn. Dit niveau wordt bepaald door de verhouding van de amplitude van de hoogfrequent-wisselspanning en de grootte van de gelijkspanning over de diode; deze verhouding bedraagt 0,4 ... 0,5 [17]. Fig. 8 geeft een voorbeeld van de theoretische en experimenteel bepaald negatieve weerstand van de diode, als functie van het signaalniveau, hier aangegeven door de totale wisselspanning V_{AC} over de diode [17]. Zoals men ziet neemt de absolute waarde van de diodeweerstand plotseling sterk af wanneer een zeker signaalniveau wordt overschreden. Dit effect betekent tevens dat het microgolfvermogen, dat door de diode kan worden geleverd, begrensd is; deze begrenzing volgt niet uit genoemde theorieën, zij is op dit moment nog niet volledig begrepen.

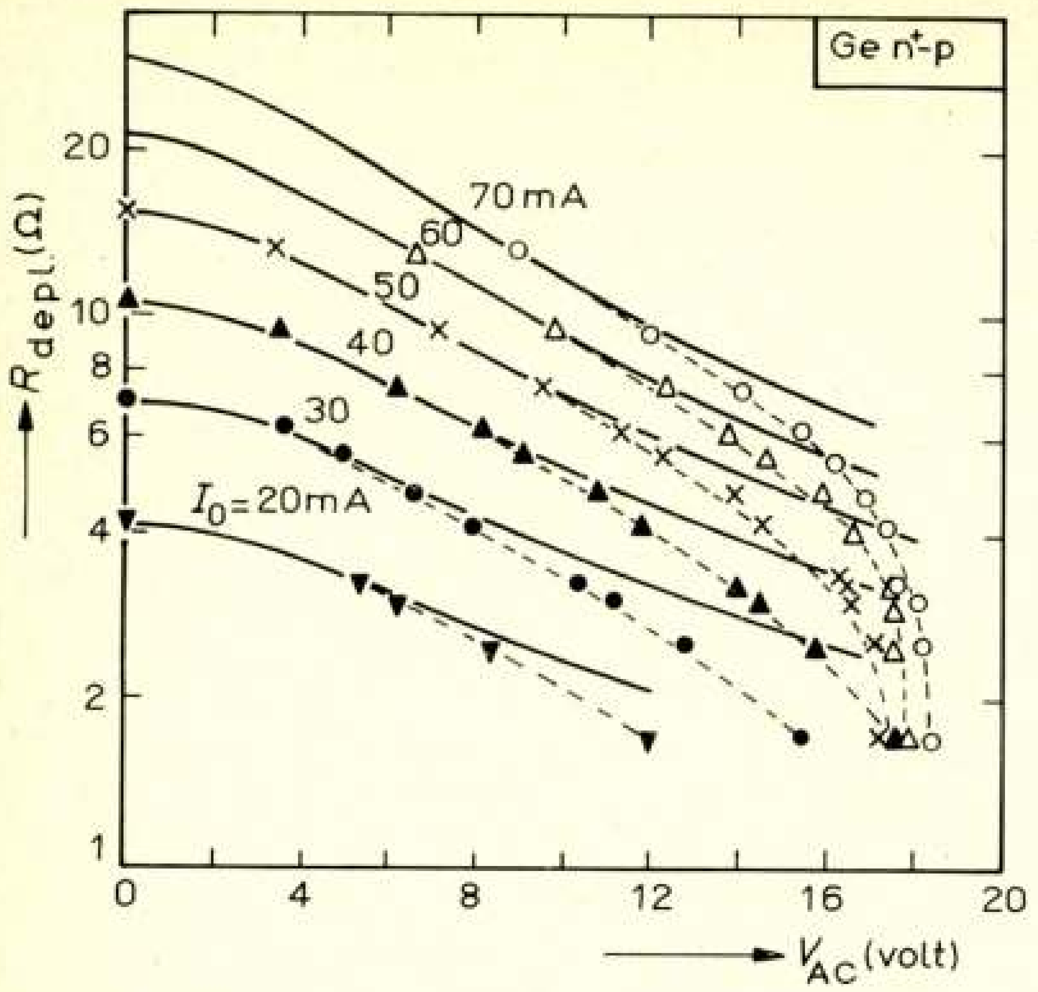


Fig. 8. De negatieve weerstand $R_{depl.}$ van een germanium-diode, volgens de theorie (———) en experimenten (- - - -), als functie van de totale wisselspanning over de diode [17]. Resultaat van vermogens-, weerstands- en capaciteitsmetingen aan diodes uit verschillende klassen.

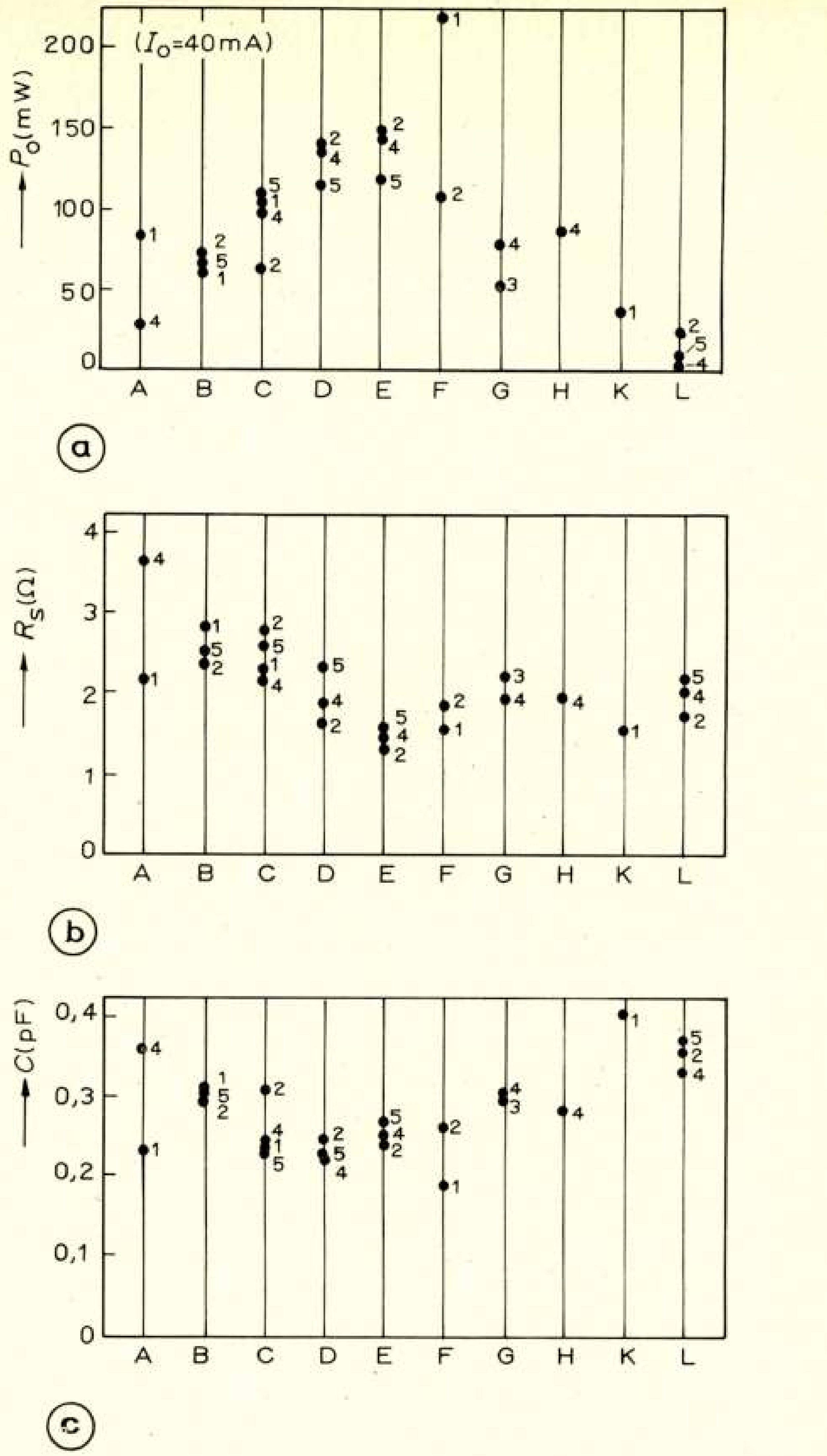


Fig. 9. a. Uitgangsvermogen (op 10 GHz), gemeten bij een constante stroom; b. Diode-serieweerstand gemeten bij 10 GHz; c. Diode-capaciteit.

Voor een van de mogelijke oorzaken zij verwezen naar [19].

In de theorieën voor willekeurig signaalniveau wordt het uitgangsvermogen P_o van de oscillator, in het geval van optimale energieoverdracht aan de belastingsweerstand en verwaarlozing van de circuitverliezen, gegeven door [14]:

$$P_o = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{\omega^2 R_s C^2}\cdot I_o^2\cdot\left(\frac{l_d}{W}\right)^2\cdot\left(\frac{1-\cos\theta}{\theta}\right)^2 \qquad (4)$$

wanneer de diode in de zgn. grootsignaaltoestand (zie het gestelde onder 3.1.) oscilleert. In deze uitdrukking is $\omega = 2\pi$ maal de oscillatiefrequentie; C = (koude) capaciteit van de diode; R_s = verlies-serieweerstand van de diode; I_o = gelijkstroom door de diode; l_d = lengte van het driftgebied; W = dikte van het depletiegebied; $\theta = \omega l_d / v_s$ = loophoek van de ladingdragers in het driftgebied en v_s = verzadigde driftsnelheid van die ladingdragers.

De hierboven genoemde impedantiemetingen tonen aan dat in de praktijk de voorwaarden waaronder vergelijking (4) geldig is niet volledig gerealiseerd kunnen worden, omdat dan V_{AC} te groot wordt. Toch is vergelijking (4), voor een inzicht in het oscillatorgedrag, een redelijk bruikbare formule; aan de hand van enkele experimentele resultaten zal deze vergelijking nader bekeken worden.

3.4. *Experiment*

We zullen nu het in [20] beschreven experiment bespreken. Door stapsgewijs etsen van de epitaxiale laag (zie het gestelde onder **4.**) werden tien klassen diodes gemaakt (hier aangeduid met de letters A ... L; de dikte van de epitaxiale laag neemt, gaande van klasse A naar klasse L, af. Bij een frequentie van 10 GHz en de diode juist voor doorslag ingesteld, werden de serieweerstand (fig. 9b) en de capaciteit (fig. 9c) van de diodes gemeten.

De serieweerstand R_s neemt af van klasse A ... E. Dit komt omdat de relatief hoogohmige laag tussen het depletiegebied en het substraat (zie het gestelde onder **4.**) steeds dunner wordt als de dikte van de epitaxiale laag afneemt. In de klasse F ... L is R_s min of meer constant; hier wordt het depletiegebied steeds door het substraat begrensd en alleen de contactweerstand wordt gemeten. De capaciteit C vertoont per klasse variaties, omdat de diodes in die klassen elk een verschillend oppervlak hebben. De toeneming van C in de klassen F ... L wordt veroorzaakt door de afneming van de dikte van het depletiegebied: het substraat begrenst het depletiegebied terwijl de epitaxiale laag steeds dunner wordt.

In fig. 9a is het uitgangsvermogen P_o, bij een oscillatiefrequentie van 10 GHz en een keerstroom I_o = 40 mA, voor de verschillende diodes aangegeven. Hoewel niet erg overtuigend, is in fig. 9 te zien dat een toenemen van P_o samengaat met een afnemen van R_s en dat een afnemen van P_o samengaat met een toenemen van C. Deze tendensen worden door vergelijking (4) voorspeld; een betere controle van vergelijking (4) wordt verkregen door het in fig. 9a aangegeven uitgangsvermogen van een zekere diode uit te zetten tegen de bij deze diode behorende

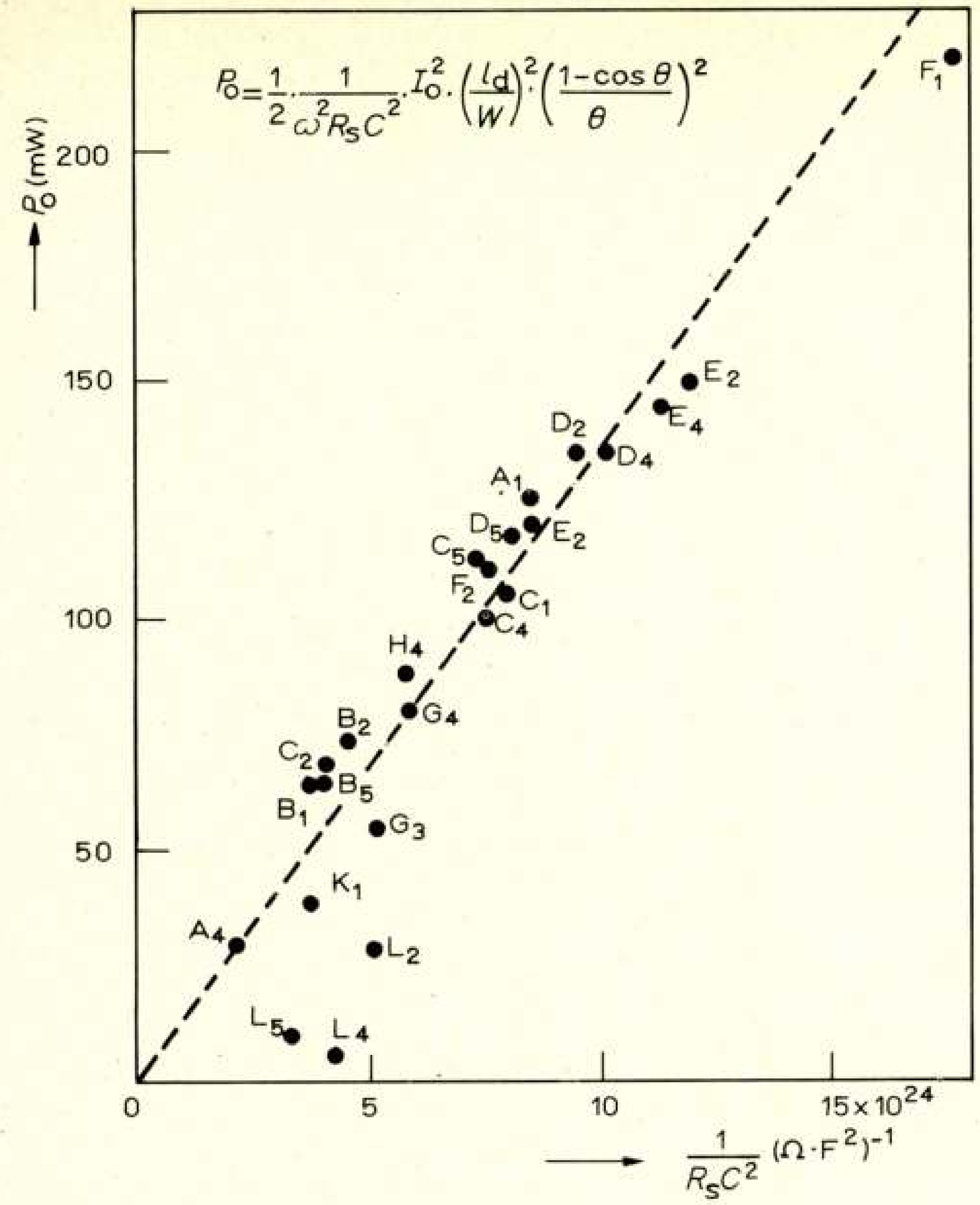


Fig. 10. Uitgangsvermogen uit fig. 9a, als functie van de bij iedere diode behorende factor $1/(R_s C^2)$.

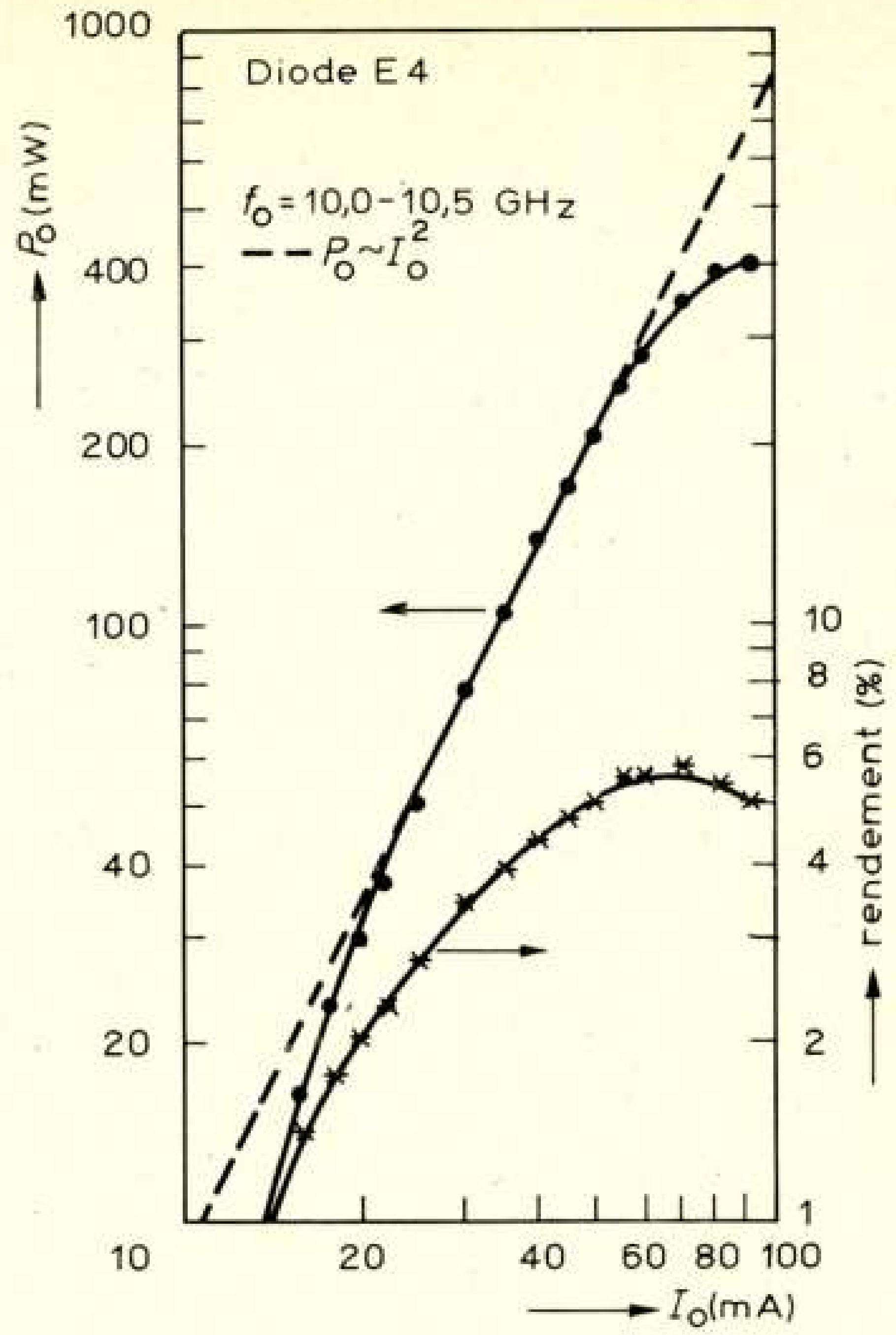


Fig. 11. Uitgangsvermogen en rendement van diode E_4 uit fig. 9, als functie van de gelijkstroom door de diode.

factor $1/(R_s C^2)$, zoals dit is gedaan in fig. 10. Het is duidelijk dat de punten een rechte lijn volgen, hetgeen voorspeld is; bij de oorsprong treden afwijkingen op en wel om twee redenen:

- Het uitgangsvermogen is daar zo klein, dat de grootsignaaltoestand (zie het gestelde onder 3.1.) niet meer aanwezig is; hierdoor wordt de factor $\frac{1}{2}$ in vergelijking (4) beïnvloed.
- Het zijn diodes waarbij de dikten W en l_d duidelijk anders zijn dan bij de overige klassen van diodes; hierdóor zouden ook de laatste twee factoren in vergelijking (4) in de beschouwing betrokken moeten worden.

In fig. 11 is het continue uitgangsvermogen van één van de diodes als functie van de gelijkstroom weergegeven. Er wordt inderdaad een gebied gevonden waar het uitgangsvermogen evenredig is met het kwadraat van de gelijkstroom I_o. Voor lagere stromen is er een afwijking omdat daar de grootsignaaltoestand nog niet bereikt is, voor hogere stromen en hogere signaalniveaus (die daar het gevolg van zijn) geldt de theorie niet meer (zie het gestelde onder 3.3.). In fig. 11 is tevens het rendement (*efficiency*) aangegeven; dit geeft aan welk percentage van het aan de diode toegevoerde vermogen omgezet is in microgolfvermogen.

3.5. *Enkele ontwerpoverwegingen*

Na het experiment, dat aangaf dat vergelijking (4) voor het inzicht een bruikbare formule is, volgen hier enkele mogelijke ontwerpoverwegingen. Stel dat gevraagd wordt: 'Hoe kan het uitgangsvermogen van de oscillator vergroot worden?' We bezien achtereenvolgens:

• *De diode serieweerstand* R_s. Volgens vergelijking (4) dient R_s zo klein mogelijk te zijn. De in fig. 9b aangegeven weerstandwaarden zijn vrij hoog; met de huidige technologie is het mogelijk, diodes te vervaardigen waarbij R_s ca. 0,5 Ω bedraagt; vergelijking (4) suggereert dan echter een grotere toeneming van P_o dan in de praktijk realiseerbaar is. Factoren die P_o beperken zijn onder meer:

- De circuit-verliesweerstand welke bij de afleiding van vergelijking (4) verwaarloosd was; deze circuitweerstand bedraagt dikwijls eveneens omstreeks 0,5 Ω.
- Een lage R_s betekent voor maximale energieoverdracht ook een lage belastingsweerstand (R_L). Dit maakt dat forse transformaties noodzakelijk zijn om van de karakteristieke weerstand van de transmissielijn naar de lage R_L te komen. Tevens is, voor een zekere waarde van P_o, bij lage R_L het maximaal mogelijke signaalniveau eerder bereikt dan bij hogere waarden van R_L.

• *De diode-capaciteit C.* Deze kan klein gemaakt worden door het oppervlak van de diode klein te maken; er wordt hierbij echter een grens gesteld door de 'warmtehuishouding' in de diode. Een verkleinen van het oppervlak betekent nl. een vergroten van de thermische weerstand tussen de p-n-overgang en de buitenwereld. Een keuze over het te gebruiken oppervlak hangt dus samen met een keuze van de maximaal te gebruiken gelijkstroom I_o en de daarbij behorende gelijkspanning over de diode. In het algemeen is het produkt ωC van belang: voor lagere frequenties is een groter oppervlak (dus grotere capaciteit) toegestaan dan bij hogere frequenties, met als prettig gevolg van het grotere oppervlak: een lagere thermische weerstand.

• *De verhouding* l_d/W. Dit is min of meer een karakteristieke grootheid voor een gegeven type diode, indien het depletiegebied bij doorslag het substraat (zie het gestelde onder **4.**) niet bereikt; de factor l_d/W heeft dan tevens zijn maximale waarde.

• *De factor* (1-cos θ)/θ. Deze heeft een maximum bij $\theta \approx \frac{3}{4}\pi$. De looptijdhoek θ kan optimaal gemaakt worden door l_d, dus W, goed te kiezen. De dikte W moet bij lage oscillatiefrequentie dus groter zijn dan bij hoge oscillatiefrequenties.

3.6. *Anomale oscillaties*

De in het voorafgaande besproken oscillaties worden gewoonlijk looptijdoscillaties genoemd. Sinds 1967 zijn echter ook andere vormen van oscillatie gevonden; deze worden samengevat onder de naam *anomale oscillaties*. In silicium zijn deze oscillaties ontdekt door Prager, Chang en Weisbrod [21].

Enkele kenmerken van een oscillator met avalanche-diode, werkend in een anomale trillingswijze, zijn [23]:
- het oscillatorcircuit is resonant op 2 frequenties, zodanig, dat:
- de diode vrijwel onbelast als looptijdoscillator oscilleert (stel op frequentie f_o); en
- bovendien oscilleert op een frequentie f, die een subharmonische is van f_o. Bij de frequentie f kan de oscillator, als geheel, vermogen leveren.
- De optredende stroomdichtheden in de diode kunnen zeer hoog worden: in de orde van 4000 A/cm^2.

Een op dit moment gangbaar idee omtrent de werking van de oscillator, als geheel, is het volgende:

Wanneer het circuit met de diode, die op frequentie f_o oscilleert, nauwelijks belast wordt dan biedt dit voor frequenties lager dan f_o een quasi-statische negatieve weerstand aan [22]. Deze quasi-statische negatieve weerstand (*quasi* omdat de diode op de frequentie f_o oscilleert, *statisch* omdat deze negatieve weerstand er ook voor gelijkspanning is) ontstaat ten gevolge van het sterk niet-lineaire karakter van de oscillerende diode. De gemiddelde keerstroom door de diode kan nu zeer snel toenemen; er treedt dan plotseling zoveel ionisatie op, dat de diode als het ware een kortsluiting vormt. De plotselinge sterke ionisatie treedt zo snel op dat het terugkoppelmechanisme, zoals onder 2.4. is aangegeven, niet werkt. Bij de zeer hoge stroomdichtheden wordt het gehele depletiegebied een avalanchegebied.

Het verdere circuit bepaalt de uiteindelijke vorm van de anomale oscillaties; wij noemen twee van de mogelijke vormen:

De eerste vorm is de relaxatie-oscillatie: hierbij is het circuit met de diode oscillerend op f_o, te vergelijken met het gasbuisje in de 'klassieke' methode voor het opwekken van (elektrische) relaxatie-oscillaties.

De tweede vorm komt als volgt tot stand: de spanning over de plotseling kortsluitende diode valt terug van de waarde van de doorslagspanning tot – in het ideale geval – nul. Hierdoor kan een spanningsgolf (stel een negatieve) over een vertragingslijn worden uitgezonden; door deze golf aan een kortgesloten einde te laten reflecteren komt zij als positieve golf weer terug: zij komt alsdan op de diode die zich juist van de 'ionisatie-schok' hersteld had. De diode wordt nu a.h.w. met een klap weer in de kortgesloten toestand gebracht, waarna het geheel zich herhaalt. In dit geval wordt de frequentie van de oscillator als geheel bepaald door 2 maal de lengte van de gebruikte vertragingslijn: de diode werkt hier dus als schakelaar.

In het algemeen zijn het uitgangsvermogen en het rendement van een anomale oscillator zeer hoog, bijv. 25 W, 40% bij 2 GHz. Voor verdere literatuur zij verwezen naar [24] en [25].

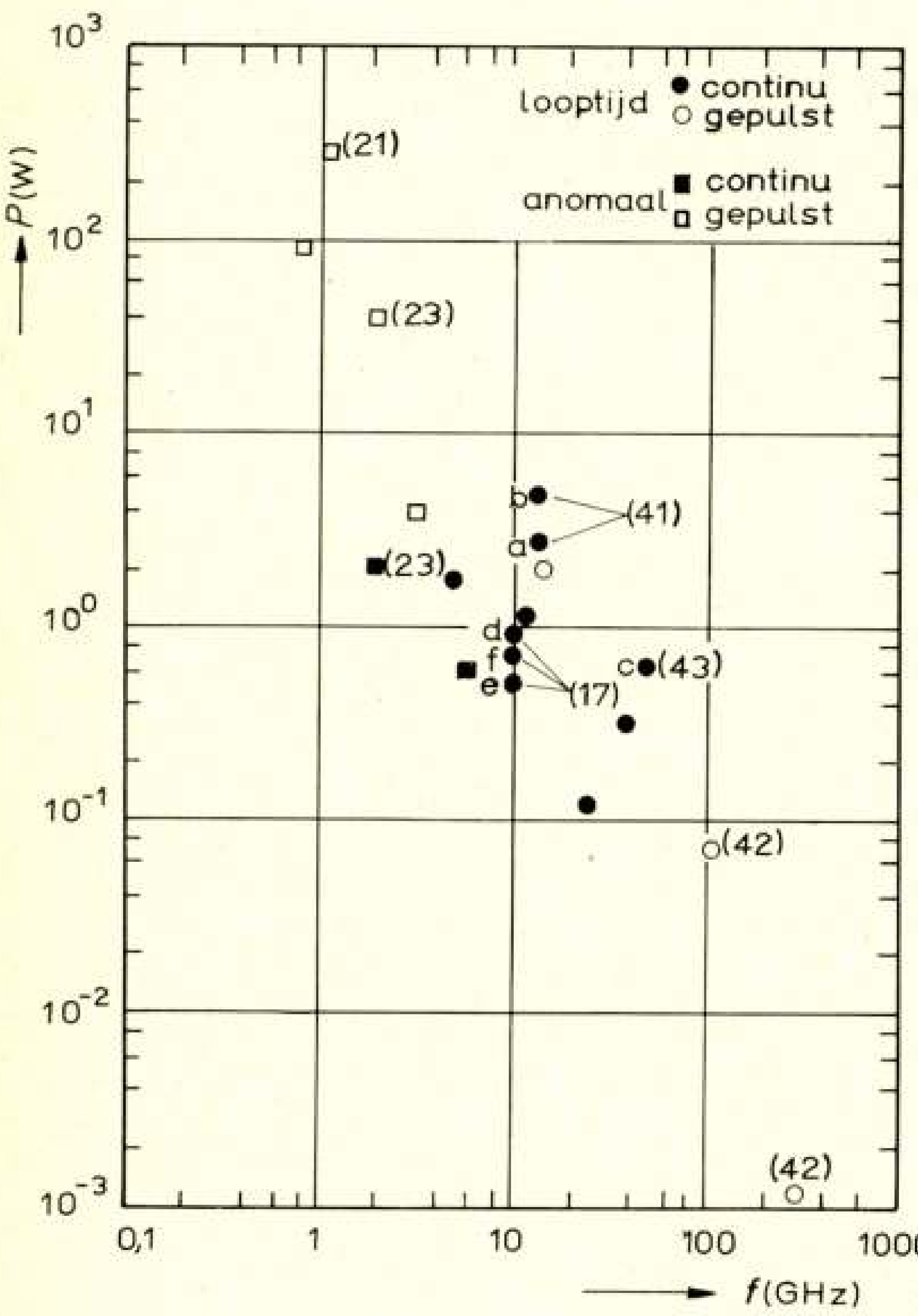


Fig. 12. Enkele in de literatuur vermelde waarden van het experimenteel behaalde uitgangsvermogen bij een aantal frequenties; de nummers verwijzen naar de referenties.

(a), (b): koeling van de diodes via een diamanten koellichaam; (a) 1 diode, (b) 2 diodes parallel.

(c): diode met 2 driftgebieden (twee complementaire avalanche-diodes in serie).

(d), (e) en (f) resp. silicium p$^+$-n-, germanium n$^+$-p- en Schottky-Barrier op n-gallium-arseen-diode.

3.7. *Enkele resultaten*

In de literatuur zijn zeer vele resultaten over behaald uitgangsvermogen, oscillatiefrequentie en rendement verschenen.

Oscillatiefrequenties van ca. 1 GHz tot 300 GHz zijn gerapporteerd. In fig. 12 zijn een aantal van de in de literatuur vermelde resultaten weergegeven; bij de beoordeling van deze resultaten dient men op het volgende te letten:
- Looptijdoscillaties of anomale oscillaties?
- Continu vermogen of gepulst?
- Eén diode of een aantal diodes tegelijk?
- Afstemming bij grondharmonische of tevens bij andere (hogere of lagere) harmonischen?
- Soort diode (structuur, materiaal)?
- Bijzondere vorm van koeling?

In fig. 12 is te zien dat de maximaal behaalde uitgangsvermogens ongeveer volgens $1/f^2$ met de frequentie f afnemen.

Bij continue looptijdoscillaties zijn rendementen tot ca. 15% mogelijk [17]. Bij anomale oscillaties is het rendement sterk afhankelijk van de oscillatiefrequentie en van het feit of continu of gepulst vermogen wordt opgewekt; een rendement van 50 à 60% behoort tot de mogelijkheden.

3.8. *Enkele benamingen*

1. *Avalanche-diode:* diode in doorslag, waarbij het doorslagmechanisme wordt bepaald door botsingsionisatie en niet door tunneleffecten [4].
2. *Read-diode:* een avalanche-diode waarbij het (statische) elektrische veld het door Read [1] voorgestelde verloop heeft. Voor-

naamste kenmerk: het avalanchegebied is zo dun, dat (zie het gestelde onder **3.**) de grootheden welke betrekking hebben op dit gebied alleen tijdsafhankelijk zijn.

3. *IMPATT-diode:* IMPact-ionisation And Transit Time-diode ofwel botsingsionisatie- en looptijd-diode.

4. *TRAPATT-diode:* TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit-diode [25]. Deze afkorting behoort bij de anomale trillingswijze. Na de plotselinge doorslag (avalanche) verblijft de gecreëerde wolk van ladingdragers nog even in de diode (trapped plasma).

5. *ADO:* Avalanche-Diode Oscillator.

4. Vervaardiging van de diodes

Avalanche-diodes worden vervaardigd volgens een planaire techniek [26] of volgens een mesa-techniek. De overgang in de diode is van het type metaal-halfgeleider [27] (Schottky-barrier) of van het type halfgeleider-halfgeleider. Dit laatste type kan o.m. vervaardigd zijn met behulp van ionen-implantatie [28] of met behulp van diffusie; de gediffundeerde avalanche-diode met mesa-structuur zal aan de hand van fig. 13 besproken worden.

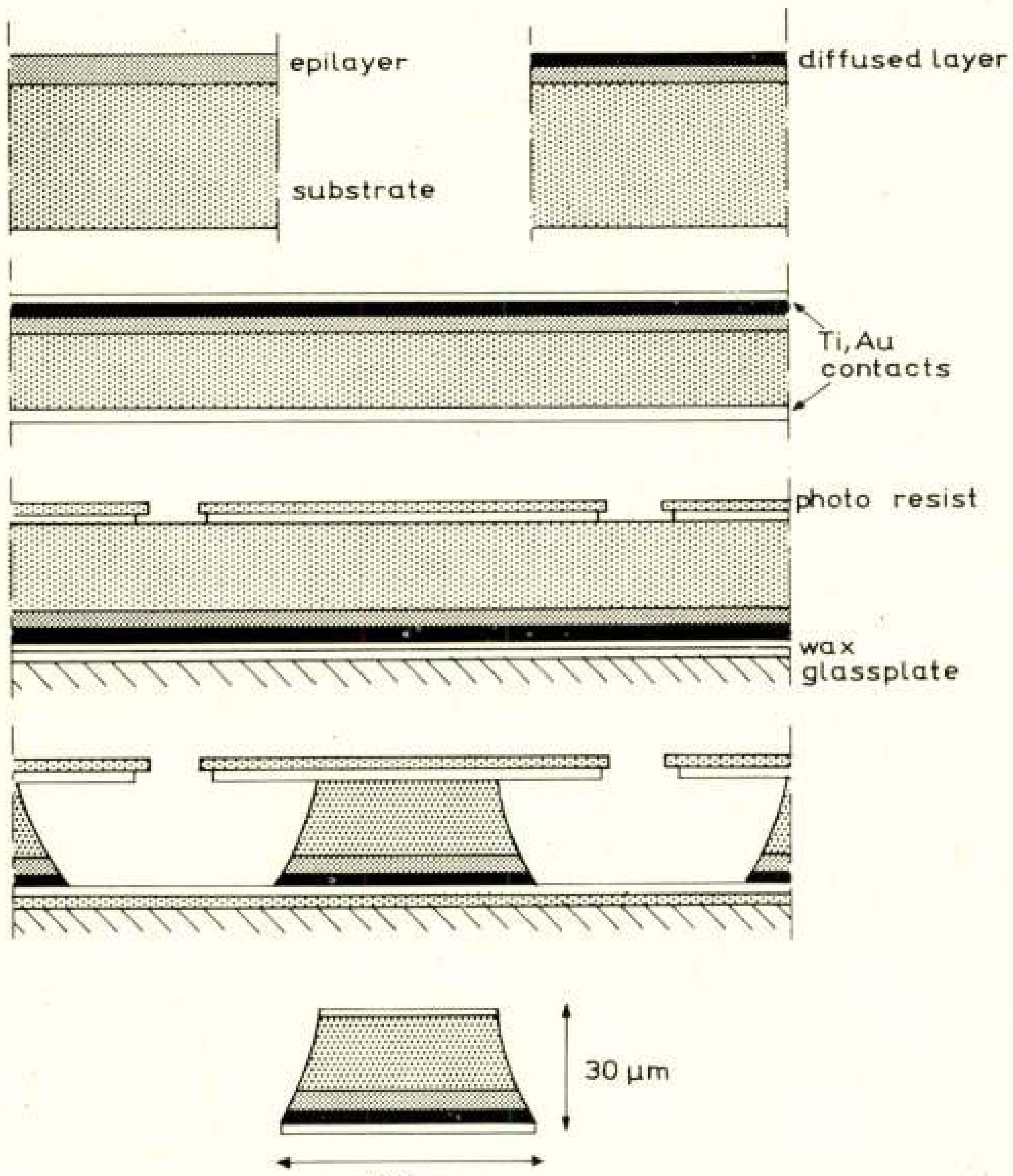


Fig. 13. Enkele stappen uit het fabricageproces van een gediffundeerde diode met mesa-structuur.

Uitgangspunt is een plak halfgeleidermateriaal, bestaande uit een substraat van goed geleidend materiaal, bijv. van het type 'n', met daarop een epitaxiale laag van hetzelfde type. De p-n-overgang wordt in de epitaxiale laag gemaakt; het substraat dient als drager van deze dunne laag en dient tevens als contact voor de epitaxiale laag (soortelijke weerstand substraat bijv. 0,008 $\Omega \cdot$ cm).

De soortelijke weerstand van de epitaxiale laag wordt zo gekozen dat het depletiegebied van de uiteindelijke diode bij doorslag de gewenste dikte heeft (bijv. Si: s.w. = 0,8 $\Omega \cdot$ cm, dan W = 3,5 µm). De dikte van de epitaxiale laag is zo gekozen, dat bij doorslag het depletiegebied juist tot aan het substraat komt; hierdoor voorkomt men een relatief hoogohmige laag tussen depletiegebied en substraat, die een bijdrage tot de verlies-serieweerstand van de diode zou geven (zie ook het gestelde onder 3.4. en 3.5.). Het substraat is aanvankelijk ca. 250 µm dik.

In de epitaxiale laag wordt door diffusie een laag van type 'p' aangebracht, waardoor de p-n-overgang ontstaat; daarna wordt het substraat (in verband met latere etsprocessen) tot een dikte van ca. 20 à 40 µm afgeëtst. Aan de boven- en onderzijde van de plak worden daarna metallische contacten (bijv. van titaan en goud) aangebracht. De plak wordt dan met de diffusie-kant op een glasplaat geplakt, waarna met behulp van fotolakken aan de substraatzijde eilandjes worden afgeschermd. Door middel van selectieve etsmiddelen wordt eerst het goud en het titaan tussen de eilandjes verwijderd en daarna alleen het silicium weggeëtst, totdat diodes met de gewenste diameter overblijven; na dit laatste etsproces blijft een veld van tafelberg- of mesavormige diodes over. Na opnieuw selectief etsen van titaan en goud zijn de diodes klaar om in een speciale omhulling te worden gemonteerd; fig. 14 toont een doorsnede van de diode in zijn omhulling. Deze bestaat uit een koperen voetje dat met een dunne goudlaag bedekt is en een met goud bedekt koperen

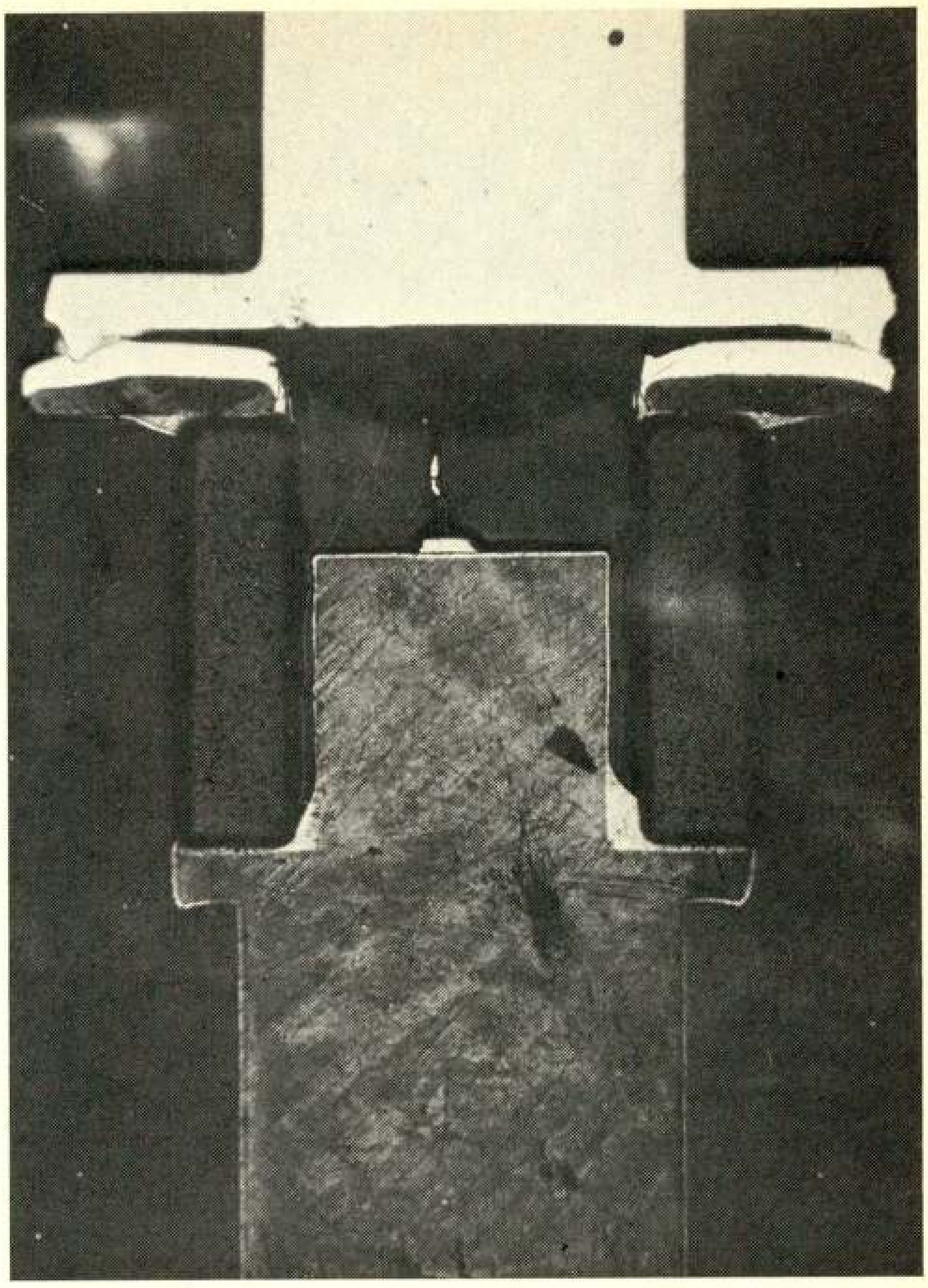


Fig. 14. Doorsnede van een diode-omhulling met daarin gemonteerde diode. In de ruimte boven de diode is nog juist iets van het draadje aan het bovencontact van de diode zichtbaar.

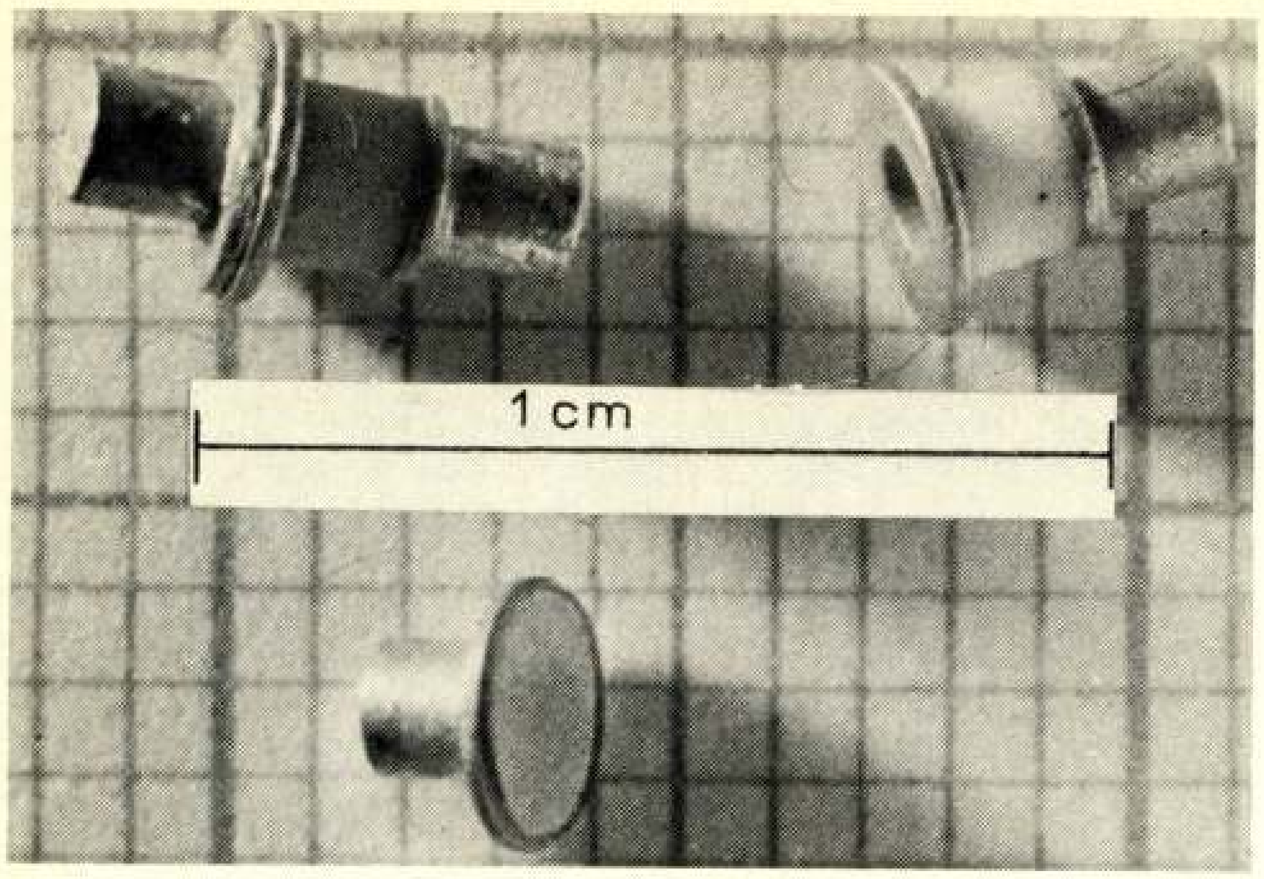


Fig. 15. Diode-omhulling, bestaande uit het zgn. voetje en dekseltje.

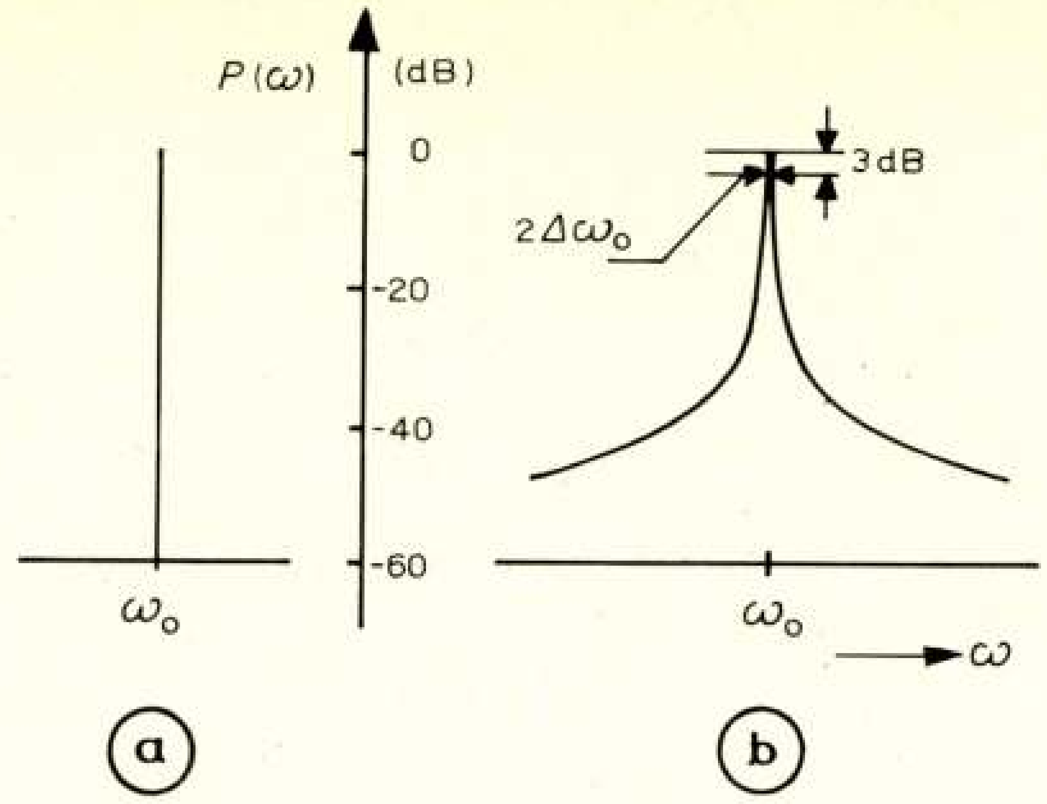


Fig. 16. Frequentiespectrum van een oscillator: a. zonder ruis; b. met ruis. $2\Delta\omega_0$ is de halfwaardebreedte van het spectrum.

dekseltje; voetje en dekseltje (die tevens de beide aansluitpunten van de diode vormen) worden door een keramisch ringetje gescheiden (zie bijv. fig. 15).

Door de mesa-vorm van de diode vindt de doorslag plaats over een zo groot mogelijk oppervlak *in* de diode en *niet* aan de randen [29]. In verband met de gewenste lage thermische weerstand wordt de diode zo gemonteerd dat de p-n-overgang zo dicht mogelijk bij het voetje (koellichaam) is, dus de diffusiezijde onder. Eventueel kan men eerst elektrolytisch (ten behoeve van goede hechting) een klein koellichaam aan de diffusiezijde van de diode laten groeien [27].

5. Ruis

Voor de praktische toepassing van de avalanche-diode-oscillator is de spectrale zuiverheid van het signaal van groot belang, m.a.w. de ruiseigenschappen zijn belangrijk.

De fluctuaties in de oscillatorfrequentie (FM-ruis) en in het uitgangsvermogen (AM-ruis) kunnen worden besproken, uitgaande van de opmerking: 'Het signaal in een oscillerende kring bestaat uit smalbandig versterkte ruis' [30, 31]. Indien er *geen* ruis is, moet de trillingskring, d.w.z. de trilholte met de avalanche-diode, geheel worden ontdempt ten einde oscillaties mogelijk te maken. De totale verliesweerstand in de kring is dan juist nul; hierdoor is de qualiteitsfactor Q oneindig groot, met als gevolg een oscillatorsignaal dat uit exact één frequentie bestaat (fig. 16a). Stel, het uitgangsvermogen van de oscillator is daarbij P watt: is er *wel* ruis aanwezig, dan kan deze ruis als een ingangssignaal van de trillingskring beschouwd worden. In dit geval behoeft de trillingskring, om tot hetzelfde vermogen P te komen, niet geheel ontdempt te worden. De totale verliesweerstand is nu groter dan nul, dus Q heeft een zekere eindige waarde; het verlies in de resterende verliesweerstand wordt gecompenseerd door het ruissignaal. Door de eindige Q van de kring heeft het spectrum van het oscillatorsignaal, dus van de smalbandig versterkte ruis, een zekere breedte (fig. 16b).

Door het sterk niet-lineaire gedrag van de avalanche-diode vormen de smalbandige, niet-lineaire versterking en de menging van de hoogfrequent-ruiscomponenten die daar een gevolg van is, een uiterst gecompliceerd geheel. Voor lage signaalniveaus, waarbij de niet-lineariteit slechts gering is, kan men het uitgangssignaal als lineair versterkte ruis opvatten en menging verwaarlozen. De enige niet-lineariteit die dan optreedt is het mechanisme dat de grootte van het uitgangssignaal begrenst. Onder deze laatste veronderstelling kan de vorm en breedte van het spectrum analytisch bepaald worden [31].

Daar de ruis van de niet-oscillerende diode het ingangssignaal vormt voor de trillingskring, zullen wij hier eerst iets nader op ingaan.

5.1. *Ruis in een niet-oscillerende diode*

De ruis op de stroom door een avalanche-diode ontstaat tijdens de thermische generatie van de elektronen en gaten die aanleiding geven tot de verzadigingsstroom. Dit generatieproces is een waarschijnlijkheidsproces; daardoor bestaat de verzadigingsstroom I_s uit een zuivere gelijkstroom, met daarop gesuperponeerd een hagelruisstroom die gemiddeld in de tijd nul is. De verzadigingsstroom wordt door het avalancheproces vermenigvuldigd (stel M maal) tot de stroom $I_o = MI_s$ in doorslag. Daar het avalancheproces óók een waarschijnlijkheidsproces is, is de uiteindelijke ruisstroom i_{no} (die gesuperponeerd is op de keerstroom I_o) in het algemeen groter dan M maal de ruisstroom die op de verzadigingsstroom I_s was gesuperponeerd. Gewoonlijk wordt i_{no} de primaire ruisstroom genoemd.

De hagelruiscomponent van de verzadigingsstroom is voor alle frequenties even groot; door de eindige snelheid van het avalancheproces wordt i_{no} echter frequentie-afhankelijk. De snelheid van het avalancheproces wordt gekarakteriseerd door de gemiddelde tijd τ_i tussen twee ioniserende botsingen, die ongeveer 5 ps bedraagt. Afgeleid kan worden dat het tijdgemiddelde van het kwadraat van i_{no} (in een frequentie-interval df om de frequentie $f = \omega/2\pi$) gegeven wordt door [31, 32]:

$$\overline{i_{no}^2} = \frac{2q\,M^3 I_s}{1+\omega^2 M^2 \tau_i^2}\,df \qquad (5)$$

De noemer van vergelijking (5) kan worden vergeleken met die van een *RC*-filter: door de eindige snelheid van het avalancheproces kunnen de hoogste frequenties 'er niet doorkomen'. De totale tijd $M\tau_i$, die verband houdt met een volledige respons op een verstoring, kan worden vergeleken met de *RC*-tijd van dat *RC*-filter. Voor de frequenties waarbij de diodes in het algemeen oscilleren (GHz-gebied) en de gebruikelijke waarden van M (ca. 10^6 à 10^7), gaat vergelijking (5) over in:

$$\overline{i_{no}^2} = \frac{2q\,I_o}{\omega^2 \tau_i^2}\,df \qquad (6)$$

zodat de enige overblijvende parameter die karakteristiek is voor de betreffende diode, τ_i is. Deze tijdconstante kan beinvloed worden door materiaalkeuze, type en dimensionering van de diode [34].

Vergelijking (5) is afgeleid onder de hypothetische voorwaarde dat het elektrisch veld over het avalanchegebied in de tijd constant is. In werkelijke diodes is dit nooit het geval: de primaire ruisstroom introduceert wisselvelden en deze geven op hun beurt weer aanleiding tot gecorreleerde ruisstromen [33]. De uiteindelijke totale ruisstroom i_{nt} die door het circuit loopt, kan worden geschreven als:

$$i_{nt} = i_{no} \cdot F(\omega), \tag{7}$$

waarbij F een complexe overdrachtsfunctie is waarin de eigenschappen van de diode èn van het circuit zijn verwerkt.

5.2. *Ruis van de oscillerende diode*

De hiervóór beschreven totale ruisstroom i_{nt} is dus het ingangssignaal van de trillingskring. Zoals onder **5.** is opgemerkt wordt dit ingangssignaal door ontdemping van de trillingskring smalbandig versterkt tot een zeker uitgangsvermogen P, dat afgegeven wordt aan de belastingsweerstand R_L. Is $w_o(\omega)$ het vermogensspectrum van de primaire ruisstroom:

$$i_{no}^2 = w_o(\omega)\,df \tag{8}$$

dan wordt P gegeven door:

$$P = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty w_o(\omega)\,|F(\omega)|^2\,R_L\,d\omega \tag{9}$$

Deze integratie kan benaderd worden door [31]:

$$P = w_o(\omega_o) \cdot Q \cdot G \tag{10}$$

Hierin is $\omega_o/2\pi$ de centrale frequentie van het spectrum van het oscillatorsignaal (fig. 16b), Q de kwaliteit van de bijna geheel ontdempte kring en G een functie die voornamelijk door de afmetingen van de diode (capaciteit, loophoek) wordt bepaald.

De halfwaardebreedte van het spectrum is omgekeerd evenredig met Q. Uit vergelijking (10) volgt dan dat, voor een gegeven vermogen P en een gegeven waarde van de functie G, het spectrum smal is als de primaire ruis klein is. De breedte van het spectrum kan verder nog beïnvloed worden door de functie G, d.w.z. door de keuze van – onder meer – het oppervlak en de loophoek van de diode, rekening houdend met het vereiste uitgangsvermogen.

Het gevonden spectrum kan vertaald worden [31] in grootheden welke gebruikelijk zijn bij het meten van oscillatorruis, zoals FM-ruis en AM-ruis [35]. Uit experimenten blijkt dat het spectrum ten gevolge van het niet geheel ontdempen van de trillingskring voornamelijk uit FM-ruis bestaat [36].

In het voorgaande waren steeds de hoogfrequent-componenten van de totale ruisstroom van belang; de laagfrequentcomponenten van deze ruisstroom werken echter ook in het oscillatorsignaal door. Voor frequenties die zeer veel lager zijn dan de oscillatiefrequentie, kunnen de laagfrequente componenten van i_{nt} beschouwd worden als fluctuaties van de ingestelde keerstroom door de diode. Uit de theorie [31, 18] en uit experimenten [37] blijkt dat deze fluctuaties in eerste benadering alleen aanleiding geven tot fluctuaties in het oscillatieniveau (AM-ruis), dus niet tot fluctuaties in de oscillatiefrequentie (FM-ruis).

Literatuur

[1] READ Jr., W. T.: A proposed high-frequency negative-resistance diode. Bell Syst. Techn. Jrnl., **37**, p. 401, 1958.

[2] JOHNSTON, R. L., DELOACH, B. C. and COHEN, B. G.: A silicon diode microwave oscillator, Bell Syst. Techn. Jrnl., **44**, p. 369, 1965.

[3] VAL'D-PERLOV, V. M., KRASILOV, A. V. and TAGER, A. S.: The avalanching transit time diode. Radio Engr. and Electr. Phys., **11**, p. 1764, 1966.

[4] GROOVE, A. S.: Physics and Technology of Semi-conductor Devices. John Wiley and Sons Inc., Chapter 6, 1967.

[5] IDEM, p. 106.

[6] NORRIS, C. B. and GIBBONS, J. F.: Measurement of high-field carrier drift velocities in silicon by a time-of-flight technique. IEEE Trans. **ED-14**, p. 38, 1962.

[7] DUH, C. Y. and MOLL, J. L.: Temperature dependence of hot electron drift velocity in silicon at high electric field. Sol.-State Electr., **11**, p. 917, 1968.

[8] CHYNOWETH, A. G.: Ionisation rates for electron and holes in Silicon. Phys. Rev., **109**, p. 1537, 1958.

[9] SHOCKLEY, W.: Problems related to p-n junctions in silicon. Sol.-State Electr., **2**, p. 35, 1961.

[10] ACKET, G. A. and VLAARDINGERBROEK, M. T.: Physical properties of transferred-electron and avalanche microwave devices. Festkörperprobleme IX, S. 280, 1969 (Verlag, F. Vieweg u. Sohn, Braunschweig).

[11] MCKAY, K. G.: Avalanche breakdown in silicon. Phys. Rev. **94**, p. 877, 1954.

[12] MELCHIOR, H. and LYNCH, W. T.: Signal and noise response of high-speed germanium avalanche photo diodes. IEEE Trans. **ED-13**, p. 829, 1966.

[13] GILDEN, M. and HINES, M. E.: Electronic tuning effects in the Read microwave avalanche diode. IEEE Trans. ED-**13**, p. 169, 1966.

[14] TAGER, A. S.: The avalanche-transit-diode and its use in microwaves. Sov. Phys.-Usp., **9**, p. 892, 1967.

[15] DELAGEBEAUDEUF, D.: Les diodes à avalanche utilisées comme oscillateurs de puissance aux hyperfréquences. Onde Electr., **48**, p. 722, 1968.

[16] MOUTHAAN, K.: Non-linear characteristics and two-frequency operation of the avalanche transit-time oscillator. Phil. Res. Repts., **25**, p. 33, 1970.

[17] VAN IPEREN, B. B. and TJASSENS, H.: Measurement of large signal impedance, optimum a.c. voltage and efficiency of Si pnn+, Ge npp+ and GaAs Schottky Barrier avalanche transit-time diodes. Proceedings of MOGA 1970 Amsterdam Sept. 7th ... 11th, Kluwer-Deventer.

[18] GOEDBLOED, J. J.: On the up-converted noise of IMPATT diode oscillators. Proceedings of MOGA 1970 Amsterdam Sept. 7th ... 11th, Kluwer-Deventer, p. 12 ... 36.

[19] MISAWA, T.: Minority carrier storage and oscillation efficiency in Read diodes, Sol.-State Electr. **13**, p. 1363, 1970.

[20] VAN IPEREN, B. B., TJASSENS, H. and GOEDBLOED, J. J.: On the relation between microwave series resistance, capacitance, and output power of IMPATT diodes. Proc. IEEE, **57**, p. 1341, 1969.

[21] PRAGER, H. J., CHANG, K. K. N. and WEISBROD, S.: High-power, high-efficiency silicon avalanche diodes at ultra high frequencies. Proc. IEEE, **55**, p. 586, 1967.

[22] ALLAMANDO, E., e.a.: Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche; Modes d'oscillation. Acta Electronica, **12**, p. 211, 1969.

[23] DE WAARD, P. J.: persoonlijke mededeling.

[24] CLORFEINE, A. S., IKOLA, R. J. and NAPOLI, L. S.: A theory for the high-efficiency mode of oscillation in avalanche diodes. R.C.A. Review, **30**, p. 397, 1969.

[25] JOHNSTON, R. L., e.a.: High Efficiency oscillations in germanium avalanche diodes below the transit-time frequency. Proc. IEEE, **56**, p. 1611, 1968.

[26] KOCK, H. G., DE NOBEL, D., e.a.: Continuous-wave planar avalanche diode with restricted depletion layer. Proc. IEEE, **56**, p. 105, 1968.

[27] KOCK, H. G. and DE NOBEL, D.: Technology of silicon Schottky Barrier IMPATT diodes, Proc. of MOGA 1970 Amsterdam Sept. 7th ... 11th, Kluwer-Deventer, pp. 7 ... 11.
[28] YING, R. S., e.a.: Characterization of ion-implanted IMPATT oscillators, IEEE, Jrnl. of Sol.-State Circuits, Sc-3, p. 225, 1968.
[29] DAVIES, R. L. and GENTRY, E. E.: Control of electric field at the surface of p-n junctions. Trans. IEEE, ED-11, p. 313, 1964.
[30] VAN NIE, A. G.: Short-term stability of harmonic oscillators. Phil. Res. Repts., 25, p. 437, 1970.
[31] VLAARDINGERBROEK, M. T. and GOEDBLOED, J. J.: On the theory of noise and injection phase locking of IMPATT diode oscillators. Phil. Res. Repts., 25, p. 452, 1970.
[32] MCINTIRE, R. J.: Multiplication noise in uniform avalanche-diodes. IEEE Trans. ED-13, p. 164, 1966.
[33] HINES, M. E.: Noise theory for the Read type avalanche diode. IEEE Trans. ED-13, p. 158, 1966.
[34] CLAASSEN, M.: Small-signal noise performance of IMPATT-diodes made from silicon, germanium and gallium-arsenide. Proceedings of MOGA 1970 Amsterdam Sept. 7th ... 11th, Kluwer-Deventer, pp. 12 ... 26.
[35] ONDRIA, J. G.: A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra. IEEE Trans. MTT-16, p. 767, 1968.
[36] JOSENHANS, J.: Noise spectra of Read-diode and Gunn-oscillators. Proc. IEEE, 54, p. 1478, 1966.
[37] SCHERER, E. F.: Investigations of the noise spectra of avalanche oscillators. IEEE Trans. MTT-16, p. 781, 1968.
[38] MÖNCH, W.: Uber die Physik des Lawinendurchbruches in Halbleitern. Festkörperprobleme IX, S. 172, 1969 (Verlag F. Vieweg u. Sohn, Braunschweig).
[39] Acta Electronica, 12, no. 2, april 1969 (gehele nummer).
[40] Acta Electronica, 12, no. 3, juli 1969 (gehele nummer, vervolg van [39]).
[41] SWAN, C. B.: Improved performance of silicon avalanche oscillators mounted on diamond heat sinks. Proc. IEEE, 55, p. 1617, 1967.
[42] BOWMAN, L. S. and BURRUS, C.: Pulse-driven silicon p-n junction avalanche oscillators for the 0.9-20 mm band. IEEE Trans. ED-14, p. 411, 1969.
[43] SEIDEL, T. E. and SCHARFETTER, D. L.: High power wave IMPATT oscillators with both hole and electron driftspaces made by ion implantation. Proc. IEEE, 58, p. 1135, 1970.

621.391.823

Radiostoringen, veroorzaakt door thyristorregelingen

door ir. P. Groenveld, Natuurkundig Laboratorium,
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven



Synopsis: *Radio interference generated by thyristor control equipment.*
An analysis is given of radio interference generated by thyristor equipment using either burst-firing control or phase control. The need for using radio interference suppression filters when phase control is applied is shown and general requirements are given for the suppression filters. Interference suppression in a 25-ampere dimmer for fluorescent tubes is discussed.

Finally, the international co-operation in the field of the abatement of radio interference and the proposed radio interference limits for thyristor control equipment are noted.

1. Inleiding

In de laatste tien jaren hebben thyristorregelingen een uitgebreid toepassingsgebied gekregen doordat met thyristoren de mogelijkheid is geopend om op eenvoudige wijze een bijna verliesvrije energieregeling tot stand te brengen. Deze energieregeling kan vrijwel verliesvrij zijn omdat thyristoren snel schakelen, d.w.z. de tijd nodig om van de gesperde toestand over te gaan naar de geleidende toestand is bijzonder kort en de thyristoren bezitten in de geleidende toestand een zeer lage doorlaatweerstand.

N.a.v. een voordracht, gehouden tijdens de leergang 'Halfgeleiders in de energietechniek', georganiseerd door de Afdeling voor Elektrotechniek van het K.I.v.I. op 28 en 29 oktober 1970 te Eindhoven. Zie ook 'De Ingenieur', nr. 20, blz. E 57. Voor de aankondiging zie 'De Ingenieur' 1970, nr. 40, blz. A 785.

In fig. 1 is een voorbeeld van een dergelijke energieregeling geschetst. De thyristor gaat op het tijdstip τ abrupt over van de gesperde toestand naar de geleidende toestand; de doorlaatweerstand is verwaarloosbaar klein. Moderne thyristoren bezitten schakeltijden in de orde van grootte van microseconden. Ook kan men de thyristoren op uitsluitend de nuldoorgangen van een periodiek signaal in de geleidende toestand brengen. Er kan dan geen sprong optreden in de spanning of stroom.

Uit de fourier-analyse is bekend dat abrupte spannings- en stroomveranderingen een grote frequentie-inhoud bezitten, d.w.z. in een breed frequentiespectrum componenten doen ontstaan. De sterkte van deze componenten wordt bepaald door de steilheid en de grootte van de spannings- en stroomovergangen. Voorzover deze componenten een storende invloed op radio- en TV-ontvangst uitoefenen worden zij 'radiostoringen' genoemd. Bij de huidige elektronische systemen be-

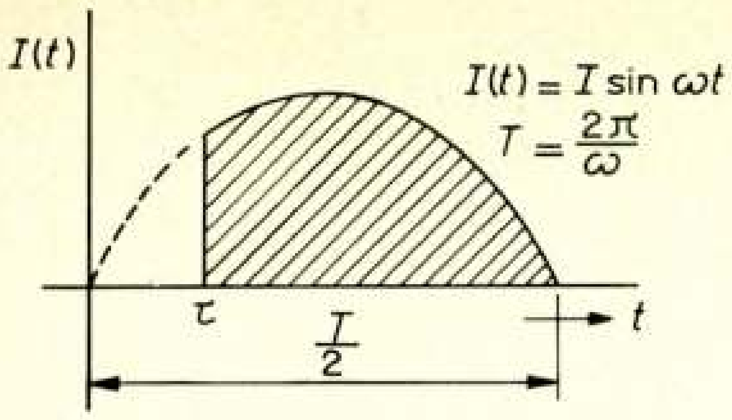


Fig. 1. Thyristorregeling waarbij geringe verliezen optreden.

hoeft deze storing echter geenszins tot radio en TV beperkt te blijven. Een thyristorregeling kan evenzeer storend werken op het systeem waarvan het zelf deel uitmaakt, dan wel op andere elektronische systemen waarmee het op de een of andere wijze is gekoppeld. Opgemerkt kan worden, dat deze koppeling niet langs functionele wegen behoeft te ontstaan, d.w.z. langs de wegen die voor het doen werken van een systeem vereist zijn.

Het zodanig ontwikkelen van een systeem of apparaat dat dit geen storende invloed heeft op andere apparaten of systemen, noch een dergelijke invloed daarvan ondervindt, behoort tot het vakgebied dat 'Electromagnetic Compatibility' (EMC) wordt genoemd. Het voorkómen van storingen bij radio-ontvangst, veroorzaakt door thyristoren is hiervan een onderdeel.

Internationaal worden afspraken gemaakt om goede radio- en TV-ontvangst te verzekeren. Hiertoe is reeds in 1933 een speciaal overlegorgaan ontstaan: het '*Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques*' (CISPR). Door dit orgaan zijn aanbevelingen opgesteld omtrent de toelaatbare stoorspanningen op de aansluitklemmen van thyristorregelingen. Daarover wordt in de laatste paragraaf nog iets gezegd.

2. Analyse van het frequentiespectrum

2.1. *Algemeen*

In fig. 2 is een schema gegeven van een thyristorregeling waarbij tevens gelijkrichting wordt toegepast (zoals bijv. in geval van snelheidsregeling bij tractiemotoren). Met de triggereenheid wordt het ogenblik bepaald waarop de thyristoren gaan geleiden. Twee mogelijkheden zullen hier worden bezien:

a. De thyristoren worden steeds op de nuldoorgangen van een periodiek signaal geleidend gemaakt. In fig. 3 is dit voor een sinusvormig signaal getekend. Deze wijze van sturen zullen we *perioderegeling* noemen [1] (Engels: 'burst-firing').

b. De thyristoren gaan geleiden op een tijdstip dat niet met de nuldoorgangen van een signaal samenvalt. Dit is in fig. 4 getekend voor een sinusvormig signaal. Deze wijze van regeling wordt *fase-aansnijding* genoemd.

Een andere mogelijkheid, waarbij de thyristor gedurende een halve periode meermalen achtereenvolgens spert en geleidt (*chopper-regeling*), wordt buiten beschouwing gelaten.

Zoals uit de figuren 3 en 4 reeds valt af te leiden zullen vanuit radiostoringsoogpunt bezien, de beide methoden geheel verschillende resultaten opleveren. Bij perioderegeling treden geen abrupte overgangen op, wat bij fase-aansnijding wel het geval is. Bij fase-aansnijding zal dan ook een veel hoger stoorniveau optreden. De stoorniveaus zullen worden berekend voor een situatie waarin de signalen sinusvormig tijdsafhankelijk zijn en waarbij de thyristoren in oneindig korte tijd de geleidende toestand bereiken.

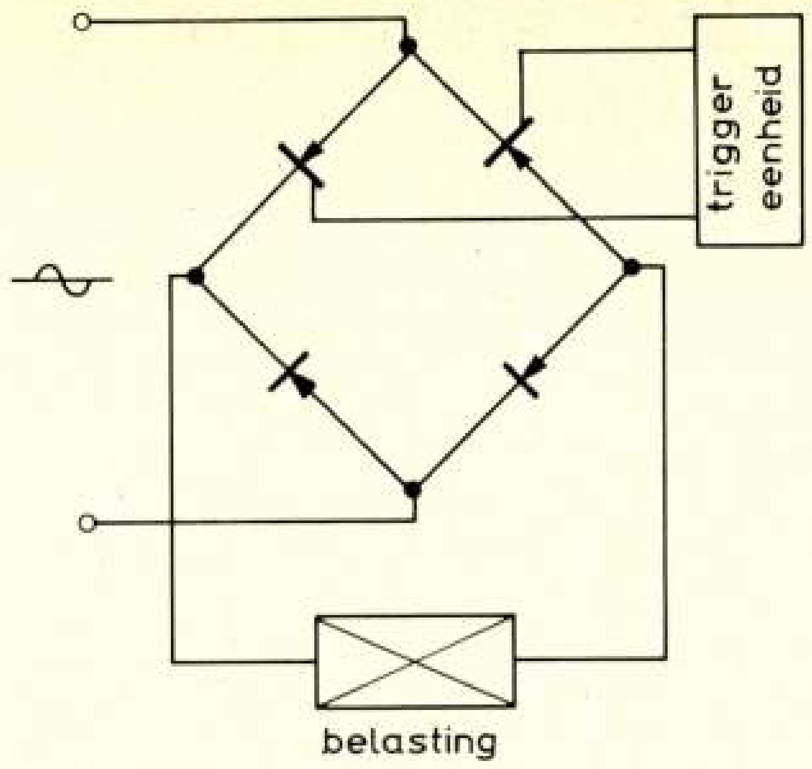


Fig. 2. Principe van thyristorregeling met gelijkrichting.

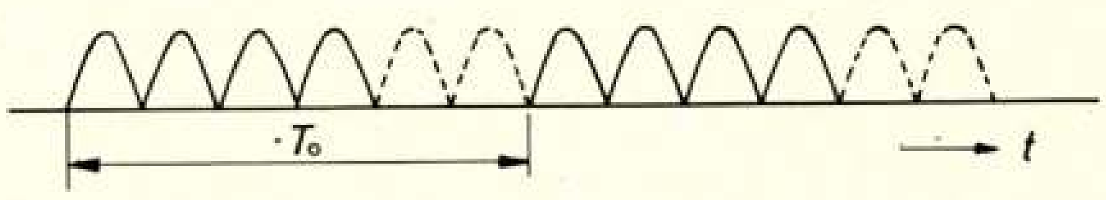


Fig. 3. Perioderegeling waarbij de thyristorschakeling gedurende twee perioden geleidt en één periode spert. T_0 is de duur van een cyclus.

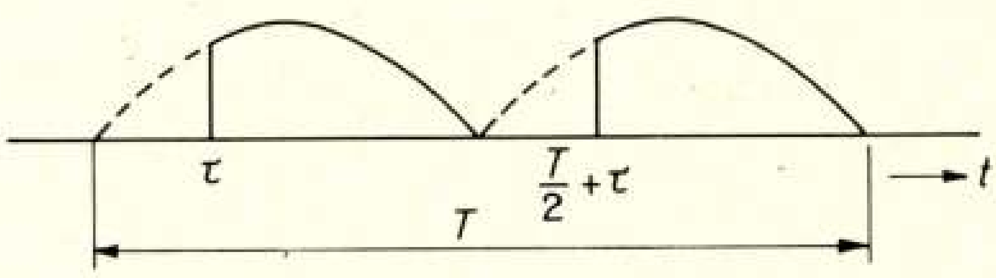


Fig. 4. Fase-aansnijding waarbij de thyristor op de tijdstippen τ en $(T/2) + \tau$ gaat geleiden. T is de periodeduur.

2.2. *Perioderegeling*

In fig. 5 is een voorbeeld van perioderegeling getekend: $2kN$ halve perioden worden doorgelaten en de aansluitende $2(1-k)N$ halve perioden worden niet doorgelaten. Een totale cyclus bestaat uit N perioden en duurt T_0 seconden. De hoekfrequentie ω_o wordt gedefinieerd als het quotiënt van 2π en de cyclusduur T_0.

De door de regelinrichting afgegeven spanning kan als volgt, als functie $V(N,\omega t)$, worden beschreven:

a. Voor de $2\,kN$ doorgelaten halve perioden is:

$$V(N,\omega t) = \sum_{m=1}^{2kN} (-1)^{m-1}\, E \sin \omega t$$

Hierbij is:

E = topwaarde van de pulserende gelijkspanning

$\omega/2\pi$ = netfrequentie, terwijl het beschouwde interval wordt bepaald door $\pi\,(m-1) < \omega t \leqq \pi m$ met $m = 1, 2, 3, \ldots\ldots, 2kN$

b. Voor de $2(1-k)N$ gesperde halve perioden is $V(N,\omega t) = 0$. Het bijbehorende interval wordt beschreven door
$\pi\,(m-1) < \omega t \leqq \pi m$

met $m = 2kN+1,\quad 2kN+2, \ldots\ldots, 2N$

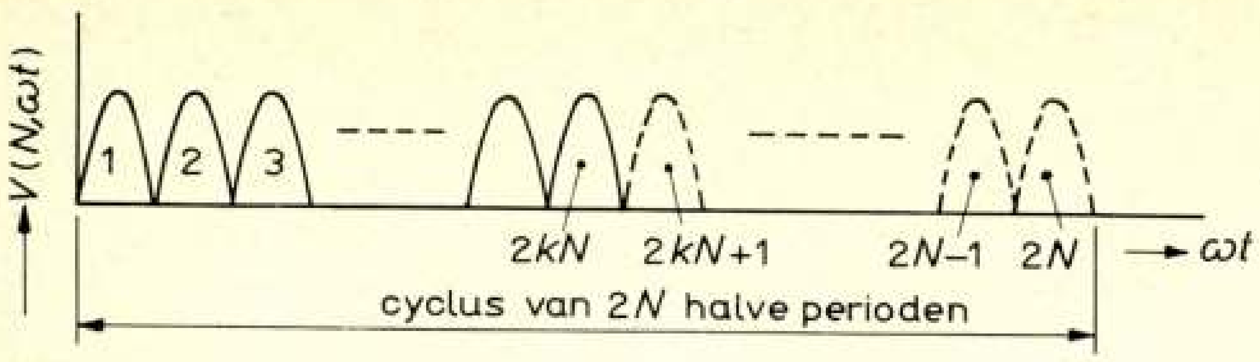


Fig. 5. Perioderegeling.

De periodieke functie $V(N,\omega t)$ kan als volgt door een fourierreeks met coëfficiënten a_n en b_n worden weergegeven:

$$V(N,\omega t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega_0 t + b_n \sin n\omega_0 t)$$

waarbij:

$$a_n = \frac{EN}{\pi(N^2 - n^2)} \operatorname{cotg} \frac{n}{2N} \pi \sin 2kn\pi \qquad (1)$$

$a_n = 0$ voor n is een oneven veelvoud van N.

$$b_n = \frac{EN}{\pi(N^2 - n^2)} \operatorname{cotg} \frac{n}{2N} \pi (1 - \cos 2kn\pi) \qquad (2)$$

$b_n = 0$ voor n is een oneven veelvoud van N.

In de uitdrukkingen (1) en (2) bezit de n-de harmonische de hoekfrequentie $n\omega_0 = n \dfrac{\omega}{N}$. De laagst voorkomende frequentie is dus $\dfrac{\omega}{2\pi N}$. De maximale amplitude van de n-de harmonische is gegeven door:

$$c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} = \left| \frac{4\,EkN^2}{\pi(N^2 - n^2)} \right| \qquad (3)$$

De berekening van de coëfficiënten a_n, b_n en c_n is in de Appendix gegeven. De coëfficiënten a_0 en b_0 (gelijkspannings- of gelijkstroomcomponenten) worden hier niet berekend daar deze bij beschouwingen over radiostoringen niet van belang zijn.

Het storen van radiocommunicatie vindt plaats op frequenties boven 10 kHz. Voor harmonischen met een frequentie boven 10 kHz geldt derhalve:

$$n \cdot \frac{\omega/2\pi}{N} = n \cdot \frac{50}{N} \geqslant 10000$$

zodat:

$n \geqq 200\,N$

In uitdrukking (3) wordt dan $n^2 \gg N^2$, zodat met goede benadering geldt:

$$c_n = \frac{4Ek}{\pi} \left(\frac{N}{n}\right)^2 \qquad (4)$$

In de praktijk ligt de laagst voorkomende frequentie voor radio-ontvangst in het lange-golfgebied bij 150 kHz.

Bij perioderegeling komen de frequenties $n \cdot \dfrac{\omega/2\pi}{N}$ voor, waarvan de amplitudes kunnen worden berekend met de formules (1) en (2). De laagst voorkomende frequentie is bij normale netvoeding $50/N$ Hz. Bij $N = 25$, wordt dit 2 Hz en kunnen de subharmonischen 2, 4, ..., 48 Hz voorkomen. Dit wordt mede door k bepaald. Bij verlichting veroorzaken deze subharmonischen het zgn. *flikkereffect*, dat reeds in hinderlijke mate optreedt indien één op de 100 halve perioden ontbreekt. Bij systemen, waarvan de (mechanische) resonantiefrequenties samenvallen met de subharmonischen, kunnen hinderlijke trillingsverschijnselen optreden. Perioderegeling heeft daardoor in wezen maar een beperkt toepassingsgebied, bijv. voor verwarmingsdoeleinden. In andere gevallen zal men in het algemeen fase-aansnijding toepassen.

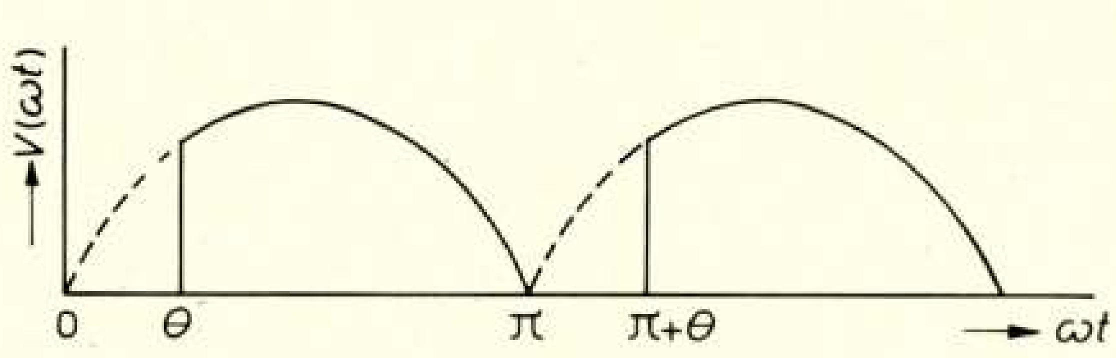


Fig. 6. Fase-aansnijding.

2.3. *Fase-aansnijding*

In fig. 6 is de situatie voor fase-aansnijding gegeven. De functie $V(\omega t)$ is gegeven door:

$V(\omega t) = E \sin \omega t$ voor $\theta \leqq \omega t < \pi$

$V(\omega t) = -E \sin \omega t$ voor $(\pi + \theta) \leqq \omega t < 2\pi$

$V(\omega t) = 0$ voor $0 \leqq \omega t < \theta$ en $\pi \leqq \omega t < (\pi + \theta)$

Bij het weergeven van $V(\omega t)$ door een fourier-reeks wordt voor de fourier-coëfficiënten a_r en b_r gevonden voor even rangnummers ($r = 2, 4, 6, \ldots$):

$$a_r = \frac{2E}{\pi(1 - r^2)} \cdot (\cos r\theta \cdot \cos\theta + r \sin r\theta \cdot \sin\theta + 1) \qquad (5)$$

en:

$$b_r = \frac{2E}{\pi(1 - r^2)} \cdot (\sin r\theta \cdot \cos\theta - r \cos r\theta \cdot \sin\theta) \qquad (6)$$

Voor oneven rangnummers ($r = 3, 5, 7, \ldots$) blijkt:

$a_r = b_r = 0$.

Ook hier zijn alleen harmonischen van belang waarvan de frequenties boven 10 kHz liggen ($r \cdot \dfrac{\omega}{2\pi} > 10\,000$) en dus $r > 200$. Dan geldt met goede benadering voor de maximale amplitude c_r van de r-de harmonische:

$$c_r = \sqrt{a_r^2 + b_r^2} = \left| \frac{2E}{\pi(1 - r^2)}\, r \right| \sim \frac{2E}{\pi} \frac{1}{r} \qquad (7)$$

De berekening is in de Appendix weergegeven.

2.4. *Vergelijking van perioderegeling en fase-aansnijding*

Voor fase-aansnijding werd als maximum-amplitude van de r-de harmonische gevonden:

$$c_r = \sim \frac{2E}{\pi} \cdot \frac{1}{r} \qquad (7)$$

Deze harmonische bezit de hoekfrequentie $r\omega$. Voor perioderegeling werd gevonden:

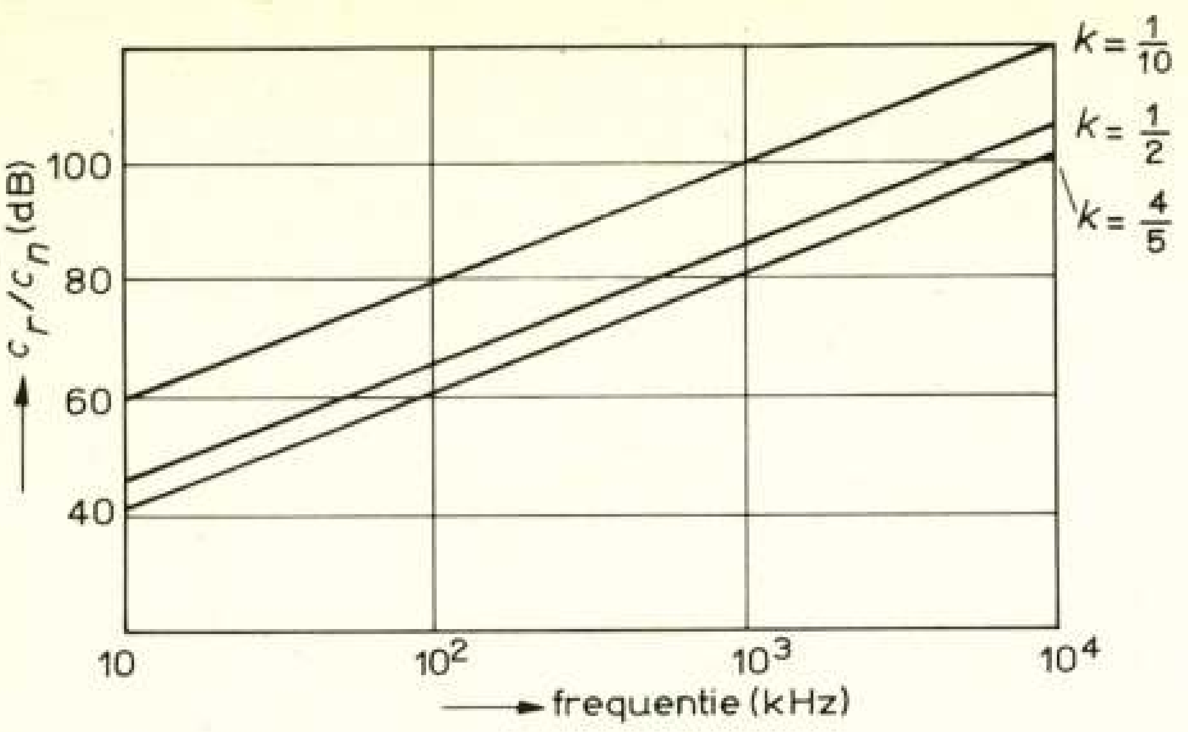


Fig. 7. Verhouding van de amplitudes van de harmonischen bij fase-aansnijding en perioderegeling voor hoge frequenties.

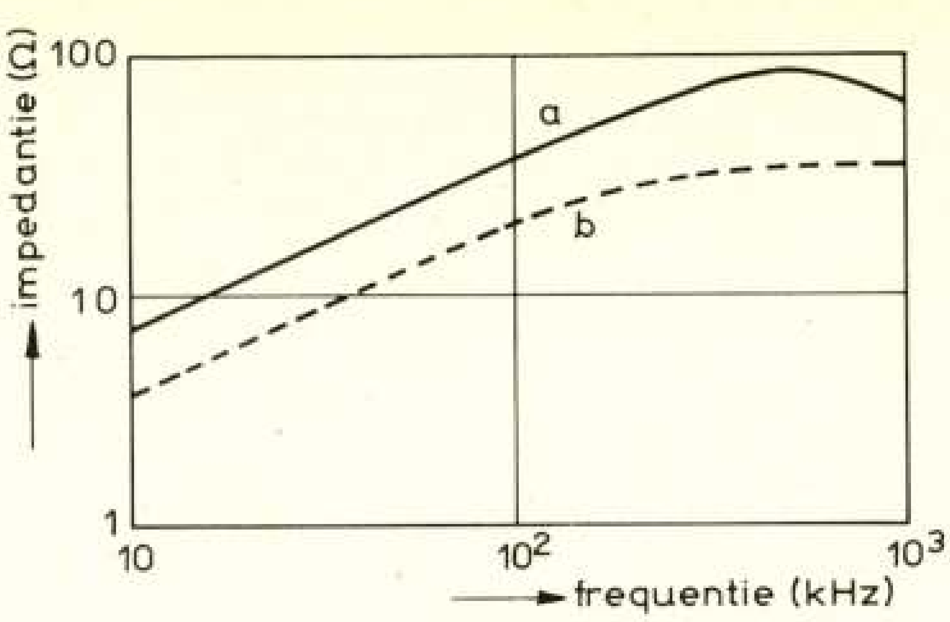


Fig. 8. Gemiddelde waarden voor impedantie gemeten tussen fase en aarde voor (a) installaties in woonhuizen en (b) installaties voor stromen groter dan 25 A.

$$c_n = \frac{4Ek}{\pi} \cdot \left(\frac{N}{n}\right)^2 \qquad (4)$$

Deze harmonische bezit de hoekfrequentie $n \cdot \frac{\omega}{N}$

De verhouding c_r/c_n is voor gelijke frequentie van de harmonischen $\left(n\,\frac{\omega}{N} = r\omega\right)$:

$$c_r/c_n = \frac{1}{2k}\,r$$

In fig. 7 is c_r/c_n uitgezet als functie van de frequentie, met k als parameter en voor f = 50 Hz. In werkelijkheid zullen deze verschillen kleiner zijn omdat bij perioderegeling de thyristoren nooit precies op de nuldoorgangen zullen gaan geleiden en er harmonischen ontstaan t.g.v. abrupte overgangen.

Wel blijkt uit deze berekening dat perioderegeling aanzienlijk minder radiostoring zal geven dan fase-aansnijding. Bij perioderegeling hebben de harmonischen een zeer kleine amplitude, zodat hiervan weinig hinder zal worden ondervonden. Bij fase-aansnijding is dit niet het geval: hier moeten maatregelen worden getroffen om radiostoringen op de lange golf (150 ... 500 kHz) en de middengolf (500 ... 1605 kHz) te voorkomen. Omdat de amplitudes van de harmonischen bij fase-aansnijding omgekeerd evenredig met de frequentie afnemen zijn voor frequenties boven 30 MHz doorgaans geen ontstoringsmaatregelen nodig. Storing op FM- of TV-ontvangst zal niet vaak voorkomen.

3. Het ontstoren van thyristorregelingen

Zoals reeds is gesteld zal in veel gevallen fase-aansnijding moeten worden toegepast en zijn ontstoringsmaatregelen noodzakelijk voor frequenties tot ca. 30 MHz. Daar voor de frequenties tot 30 MHz uitbreiding van radiostoringen hoofdzakelijk via geleiding plaatsvindt kan in de meeste gevallen met filters een behoorlijke reductie van het stoorniveau worden verkregen. Het dimensioneren van de filterschakelingen zal vnl. geschieden met het oog op het frequentiegebied 100 kHz ... 10 MHz, daar de ervaring heeft geleerd dat dan bij een goed ontwerp ook voor de hogere frequenties voldoende demping wordt verkregen.

Eventueel optredende straling kan vaak met behulp van filters worden verminderd en slechts in kritische situaties zal afscherming moeten worden toegepast. Bij het ontwerpen van ontstoringsfilters kan men gebruik maken van de bestaande filtertheorieën en moet men daarbij een aantal bijzondere eisen formuleren. Zo zal het impedantieniveau, waarop de filters gedimensioneerd moeten worden, slechts zelden bekend zijn. De impedantie van het voedende net is van geval tot geval verschillend en bovendien sterk afhankelijk van de frequentie. Om een indruk te geven van de grootte-orde van de netimpedantie is in fig. 8 een grafiek gegeven met de gemiddelde waarden gemeten, tussen fase- en aardleiding als functie van de frequentie [2].

Ook aan de belastingszijde behoeft de impedantie niet constant te zijn. De filters moeten hun goede werking bij maximale belastingsstroom blijven behouden. Bij toepassing van spoelen kunnen de kernen door de belastingsstroom worden verzadigd waarbij de zelfinductie aanzienlijk kleiner wordt dan de nominale waarde. Door het optreden van stroompieken bij het gaan geleiden van de thyristoren wordt dit nog geaccentueerd. Ook kan voor de spoelkernen vaak een goed gebruik worden gemaakt van materiaal met voor hoge frequenties grote elektrische verliezen. De impedantie van de spoel wordt dan enerzijds bepaald door deze verliezen (resistieve component) en anderzijds door de zelfinductie (inductieve component). In fig. 9 is

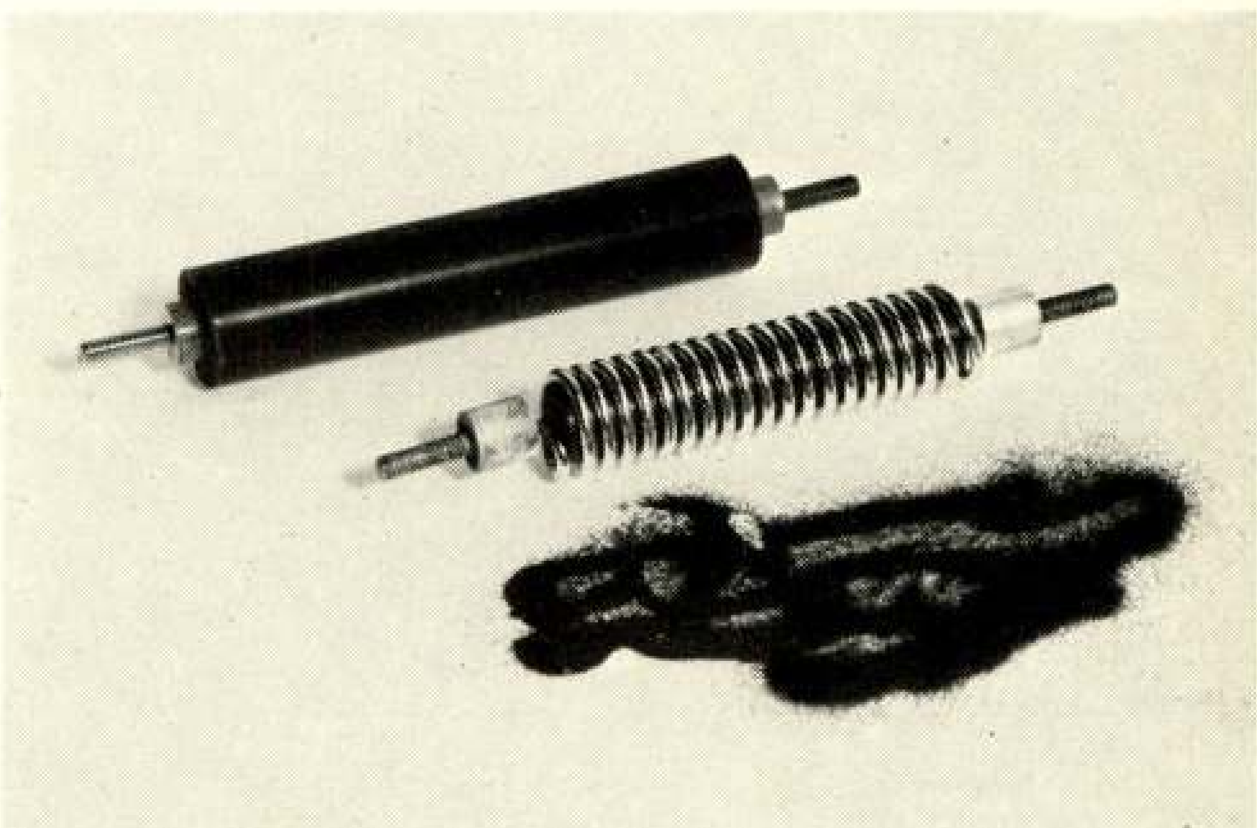


Fig. 9. Spoel met H.F.-verliezen. Rechts onder het ferrietpoeder waarin de spoel wordt ingebed. Links boven de complete spoel.

een afbeelding getoond van een dergelijke spoel. Het ferriet waarin de spoel is ingebed zorgt voor de gewenste H.F.-verliezen. Filters moeten in alle leidingen worden aangebracht.

Bij het samenstellen van de filters moet met het oog op de veiligheid rekening worden gehouden met de maximaal toelaatbare lekstromen zoals die door de CEE zijn vastgesteld [3]. Hierdoor wordt vaak de mogelijkheid om condensatoren toe te passen beperkt en moeten meer of grotere spoelen worden gebruikt.

Tenslotte is in fig. 10 een voorbeeld gegeven van een ontstoring; in dit geval een 25-ampère thyristor dimmer voor TL-verlichting. Het ontstoringsfilter wordt hier gevormd door een delta-condensator van 0,56 μF + 2 × 47 nF aan netzijde en de spoel L (1 mH) en condensator C (0,22 μF) aan belastingszijde. In fig. 11 zijn meetresultaten gegeven voor een belasting met tien 65-W TL-buizen. Zonder ontstoringsfilter is het stoorniveau aan netzijde 40 tot 50 dB hoger dan in de figuur (kromme a) aangegeven.

Aangaande dit filter zijn nog enkele opmerkingen te maken. De condensator C zorgt ervoor dat een belangrijk deel van de door de thyristorregelaar gegenereerde stoorspanning over de spoel L komt te staan. Weglaten van de condensator C geeft een ca. 40 dB hoger stoorniveau aan belastingszijde. De parasitaire capaciteit C_p (hoofdzakelijk gevormd door de koelplaat van één der thyristoren tegenover het chassis) moet zo klein mogelijk worden gehouden, omdat C_p de werking van de spoel L te niet doet. De invloed van parasitaire capaciteiten moet overigens altijd goed bekend zijn, daar deze vaak aanleiding geven tot hinderlijke resonantieverschijnselen en daarmee tot hoge stoorniveaus bij bepaalde frequenties.

De resultaten van fig. 11 zijn verkregen uit metingen met een selectieve ontvanger waarvan de eigenschappen nauwkeurig gedefinieerd zijn. Hierover wordt in de volgende paragraaf nog iets gezegd.

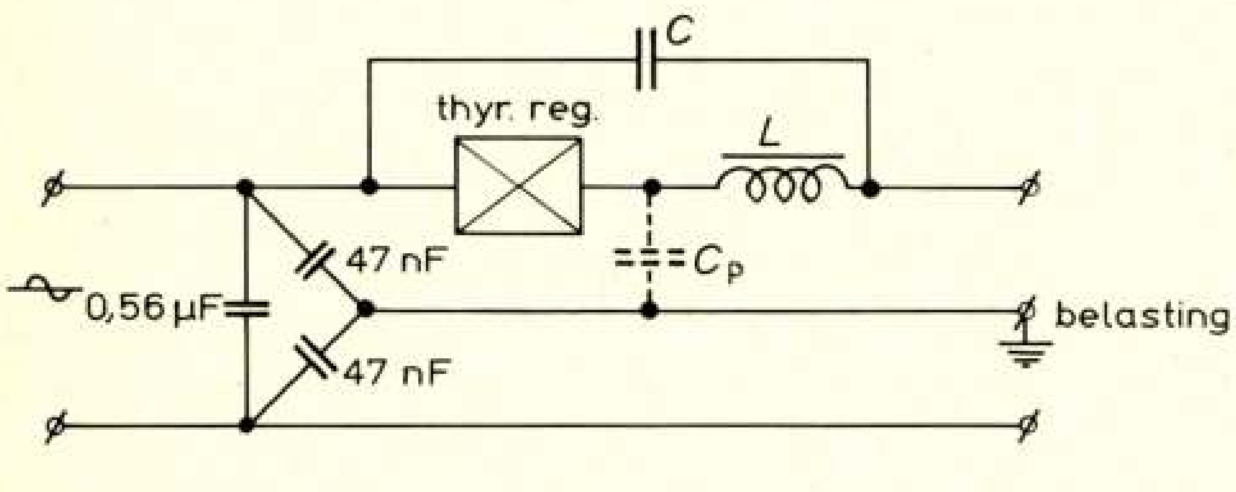


Fig. 10. Ontstoren van thyristorregeling voor een 25-A lichtdimmer.

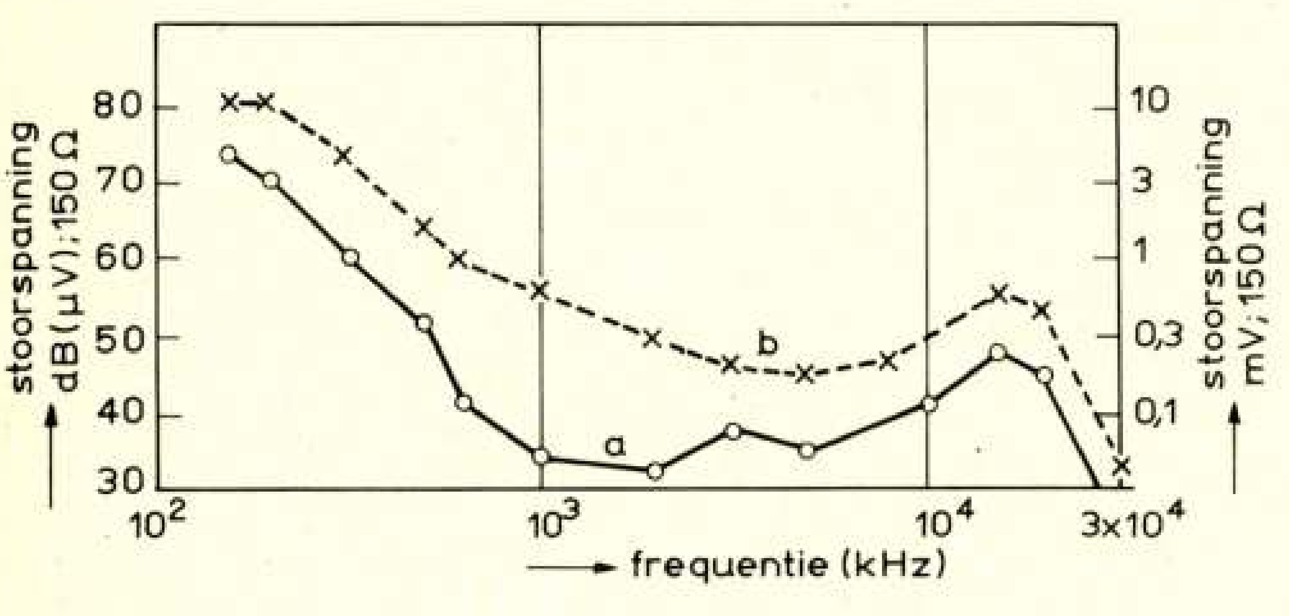


Fig. 11. Stoorspanningen gemeten aan een 25-A thyristordimmer. a. = netzijde; b. = belastingszijde.

4. Storingseisen

Radio- en TV-ontvangst kan worden gestoord door een uitgebreide categorie van apparaten zoals (mechanische) schakelaars, collectormotoren, diathermie-apparatuur, enz.

Apparatuur met thyristorregeling is slechts een van de vele mogelijke stoorbronnen. Om goede radio- en TV-ontvangst te verzekeren zijn door het CISPR eisen opgesteld voor de grootst toelaatbare stoorspanning op de aansluitklemmen van een apparaat en voor de straling van een apparaat [4]. Eisen voor de toelaatbare stoorstraling zijn doorgaans alleen van belang voor frequenties boven 30 MHz. Straling bij lagere frequenties is alleen in die gevallen van belang waar met tamelijk grote apparaten grote hoeveelheden H.F.-energie wordt opgewekt. Als voorbeeld kan worden genoemd H.F.-verhittingsapparatuur voor houtbewerking.

Eisen voor de grootste toelaatbare stoorspanning zijn door CISPR in het frequentiegebied 150 kHz ... 30 MHz vastgesteld voor verschillende soorten apparaten. In fig. 12 is een overzicht gegeven van de eisen voor huishoudelijke apparaten en met thyristoren geregelde apparaten. Om een indruk ervan te geven hoe de stoorspanningen, gemeten aan de hiervóór besproken thyristordimmer, zich verhouden tot de vastgestelde storingseisen zijn deze in fig. 13 in onderlinge relatie getekend.

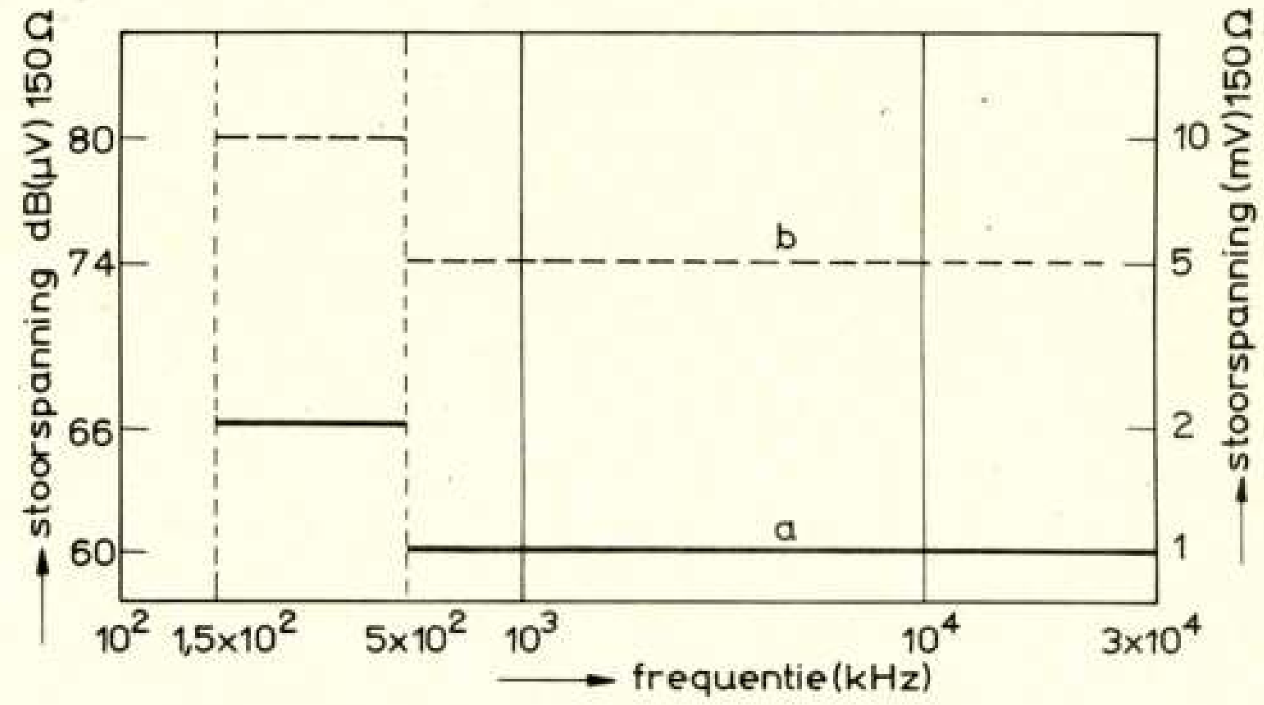


Fig. 12. Eisen voor toelaatbare stoorspanningen: a. huishoudelijke apparaten en apparaten met thyristorregeling (netzijde); b. apparaten met thyristorregeling (belastingszijde).

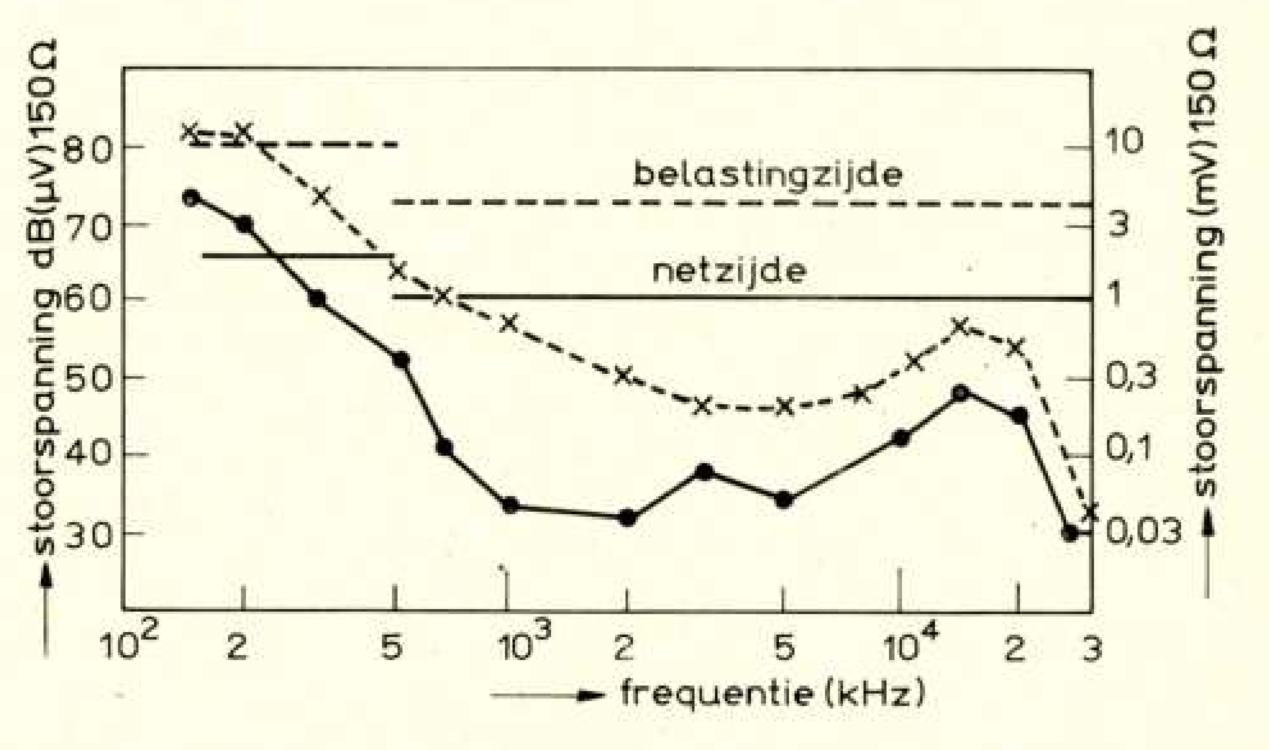


Fig. 13. Stoorspanningen gemeten aan thyristordimmer met de eisen voor de stoorspanningen.

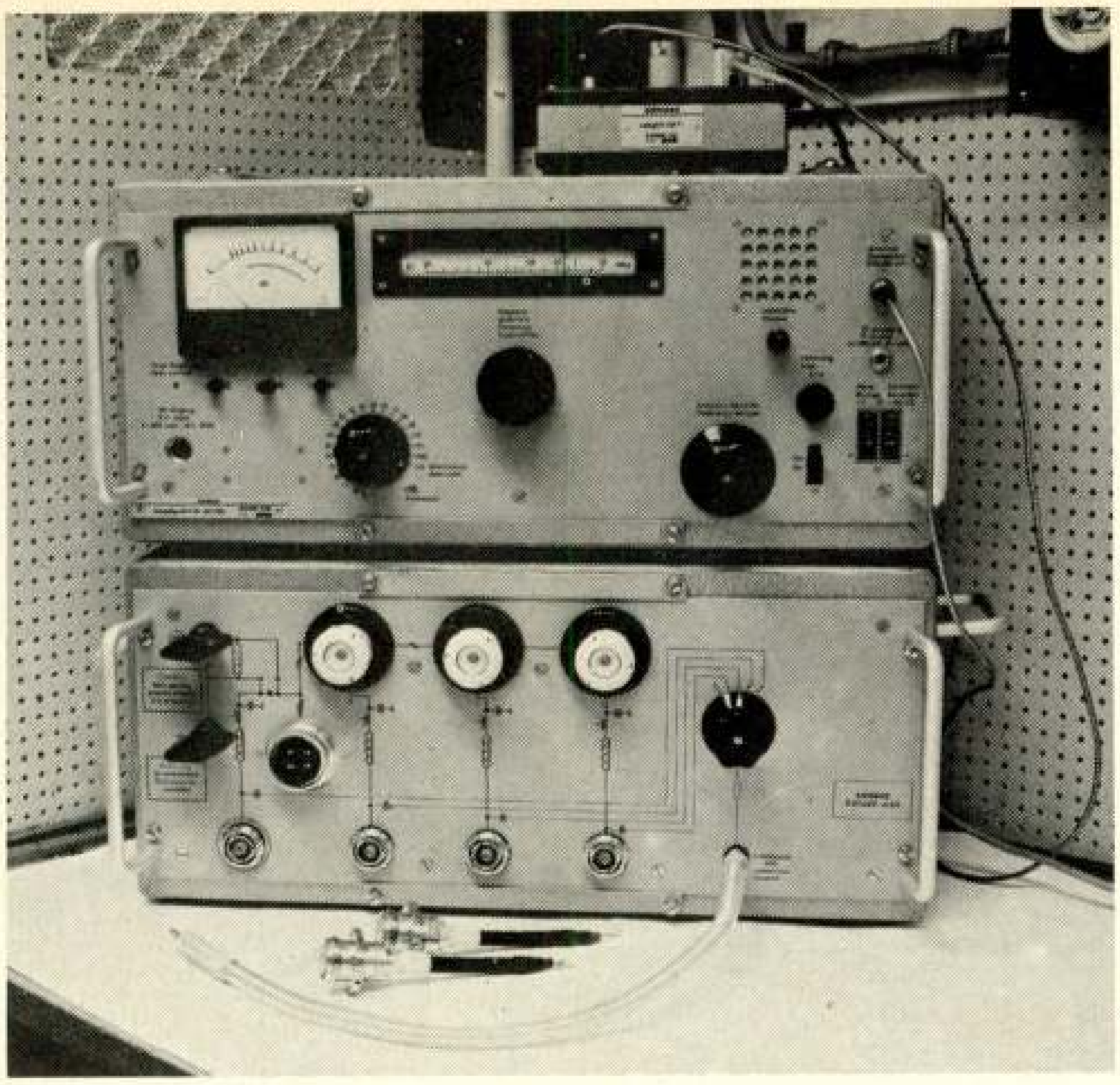


Fig. 14. Meetontvanger (boven) voor het bepalen van stoorspanningen in het frequentiegebied 150 kHz ... 30 MHz met 150 Ω kunstnetwerk (onder).

Voor met thyristoren geregelde apparaten met een belastingsstroom > 15 A zijn evenwel nog geen eisen vastgelegd. De behoefte hieraan is minder groot omdat dergelijke apparaten of installaties voor goede werking zelf vaak een ontstoring vereisen. Ook zijn de aantallen aanmerkelijk kleiner dan die van de *kleine* met thyristoren geregelde apparaten (mixers, boormachines, lichtdimmers voor huiskamers) en bevinden de grote apparaten zich meestal niet in de onmiddellijke omgeving van radio- en/of TV-toestel.

Het meten van stoorspanningen in de frequentieband 150 kHz ... 30 MHz geschiedt met een selectieve ontvanger van het superheterodyne type [5]. Bandbreedte, detectoreigenschappen, tijdconstante van de indicatiemeter en overbelastbaarheid (met het oog op het meten van piekstoringen) zijn nauwkeurig vastgelegd. De eigenschappen zijn zodanig gedefinieerd dat het door de meter aangegeven stoorniveau een maat is voor de hinderlijkheid van de storing bij radio-ontvangst. Voor de frequentiebanden 30 ... 300 MHz en 300 ... 1000 MHz (TV-ontvangst) zijn andere ontvangers gespecificeerd. Daar bij het meten van stoorspanningen ook de netimpedantie moet worden gedefinieerd, wordt de te meten stoorbron aangesloten op een zgn. kunstnet. Voor frequenties tussen de 150 kHz en 30 MHz bezit dit kunstnet een constante impedantie (meestal 150 Ω). De 50-Hz wisselstroom wordt normaal doorgelaten. In fig. 14 is een samenstel van meetontvanger en kunstnetwerk afgebeeld.

5. Slotopmerkingen

De in steeds grotere aantallen op de markt verschijnende apparaten met thyristorregeling maken het noodzakelijk dat maatregelen worden getroffen om de storing hiervan op radio-ontvangst te beperken.

Daarom zijn door het CISPR eisen geformuleerd voor de toelaatbare stoorspanningen. Zodra de nationale overheden de CISPR-eisen, dan wel nationale eisen, in hun wetgeving opnemen is het mogelijk om in gevallen waarin radiostoring wordt geconstateerd de noodzakelijke juridische stappen te nemen.

De auteur dankt prof. dr. F. L. Stumpers voor zijn adviezen bij het samenstellen van dit artikel.

Appendix

1. *Bepalen van de fourier-coëfficiënten voor perioderegeling*

In paragraaf 2.2. werden met de formules (1), (2) en (3) de fourier-coëfficiënten a_n, b_n en c_n gegeven van de periodieke functie $V(N,\omega t)$. De afleiding van deze formules volgt nu.

De functie $V(N,\omega t)$ is gegeven door:

$$V(N,\omega t) = \sum_{m=1}^{2kN} (-1)^{m-1} E \sin \omega t$$

voor waarden van ωt, liggende tussen de grenzen

$$(m-1)\pi < \omega t \leqq m\pi. \qquad (8a)$$

$$\text{Voor } m = 2kN+1, \ldots\ldots, 2N \text{ wordt } V(N,\omega t) = 0. \qquad (8b)$$

(m, N en kN zijn geheel en positief).

$$\text{Voor } \omega \text{ geldt: } \omega = \omega_0 N \qquad (8c)$$

De algemene uitdrukking voor de fourier-reeks van de periodieke functie $V(N,\omega t)$ luidt:

$$V(N,\omega t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega_0 t + b_n \sin n\omega_0 t)$$

waarvan de coëfficiënten a_n en b_n berekend worden volgens:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} V(N,\omega t) \cos n\, \omega_0 t \cdot \mathrm{d}\, \omega_0 t$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} V(N,\omega t) \sin n\, \omega_0 t \cdot \mathrm{d}\, \omega_0 t$$

Na substitueren van de gegeven uitdrukking (8a, 8b en 8c) voor $V(N,\omega t)$ vindt men:

$$a_n = \frac{E}{\pi} \int_0^{2\pi} \sum_{m=1}^{2kN} (-1)^{m-1} \sin N\omega_0 t \cdot \cos n\omega_0 t \cdot \mathrm{d}\, \omega_0 t$$

voor waarden van $\omega_0 t$, die liggen tussen de grenzen

$$\frac{m-1}{N}\pi < \omega_0 t \leqslant \frac{m}{N}\pi$$

met $N > 1$ en $n \neq N$.

$$a_n = \frac{E}{\pi} \sum_{m=1}^{2kN} (-1)^{m-1} \int_{\frac{\pi}{N}(m-1)}^{\frac{\pi}{N}m} \sin N\omega_0 t \cdot \cos n\omega_0 t \cdot \mathrm{d}\, \omega_0 t =$$

$$= \frac{E}{\pi} \frac{N}{N^2-n^2} \sum_{m=1}^{2kN} \left(\cos \frac{nm\pi}{N} + \cos \frac{n(m-1)\pi}{N} \right)$$

met de beperking dat $a_n = 0$ voor waarden van n die een on-

even veelvoud van N zijn. De somterm in de uitdrukking voor a_n kan als volgt worden uitgewerkt:

$$\sum_{m=1}^{2kN}\left(\cos\frac{nm\pi}{N}+\cos\frac{n(m-1)\pi}{N}\right)=$$

$$=\sum_{m=1}^{2kN}\left(\frac{e^{j\frac{nm\pi}{N}}+e^{-j\frac{nm\pi}{N}}}{2}+\frac{e^{j\frac{n(m-1)\pi}{N}}+e^{-j\frac{n(m-1)\pi}{N}}}{2}\right)=$$

$$=\sum_{m=1}^{2kN}\cos\frac{n\pi}{2N}\cdot\left(e^{j\frac{n(m-\frac{1}{2})\pi}{N}}+e^{-j\frac{n(m-\frac{1}{2})\pi}{N}}\right)=$$

$$=\cos\frac{n\pi}{2N}\left\{e^{j\frac{n\pi}{2N}}+\left(e^{j\frac{n\pi}{2N}}\right)^3+\ldots\ldots+\left(e^{j\frac{n\pi}{2N}}\right)^{4kN-1}\right\}+$$

$$+\cos\frac{n\pi}{2N}\left\{e^{-j\frac{n\pi}{2N}}+\left(e^{-j\frac{n\pi}{2N}}\right)^3+\ldots\ldots+\left(e^{-j\frac{n\pi}{2N}}\right)^{4kN-1}\right\}$$

Sommatie van de twee meetkundige reeksen en samenvoegen van beide termen geeft:

$$\cos\frac{n\pi}{2N}\cdot$$

$$\frac{\left(1-e^{-j\frac{n\pi}{N}}\right)\left(e^{j\frac{n\pi}{2N}}-e^{j\left(2kn\pi+\frac{n\pi}{2N}\right)}\right)+\left(1-e^{j\frac{n\pi}{N}}\right)\left(e^{-j\frac{n\pi}{N}}-e^{-j\left(2kn\pi+\frac{n\pi}{2N}\right)}\right)}{\left(1-e^{j\frac{n\pi}{N}}\right)\left(1-e^{-j\frac{n\pi}{N}}\right)}$$

welke uitdrukking zich laat omwerken tot:

$$\operatorname{cotg}\frac{n\pi}{2N}\cdot\sin 2kn\pi$$

Hiermee wordt de uitdrukking voor a_n:

$$a_n=\frac{EN}{\pi(N^2-n^2)}\cdot\operatorname{cotg}\frac{n\pi}{2N}\cdot\sin 2kn\pi$$

Op dezelfde wijze kan voor b_n worden afgeleid:

$$b_n=\frac{EN}{\pi(N^2-n^2)}\cdot\operatorname{cotg}\frac{n\pi}{2N}(1-\cos 2kn\pi)$$

De amplitude van de n-de harmonische is:

$$c_n=\sqrt{a_n^2+b_n^2}=\left|\frac{2EN}{\pi(N^2-n^2)}\cdot\operatorname{cotg}\frac{n\pi}{2N}\cdot\sin kn\pi\right|=$$

$$\left|\frac{2EN}{\pi(N^2-n^2)}\right|\left|\cos\frac{n\pi}{2N}\right|\left|\frac{\sin kn\pi}{\sin\frac{n\pi}{2N}}\right|$$

Nu bereikt $\left|\frac{\sin kn\pi}{\sin\frac{n\pi}{2N}}\right|$ de maximale waarde voor gezamenlijk *gehele* waarden van kn en $\frac{n}{2N}$

kn is geheel wanneer $\frac{n}{2N}$ geheel is, daar $kn = 2kN \times \frac{n}{2N}$ en $2kN$ geheel is.

Met de regel van l'Hôpital volgt dan voor de maximale waarde:

$$\max\left|\frac{\sin kn\pi}{\sin\frac{n\pi}{2N}}\right|=2kN$$

Voor $\frac{n}{2N}$ geheel geldt: $\left|\cos\frac{n\pi}{2N}\right|=1$

Daar $\left|\frac{2EN}{\pi(N^2-n^2)}\right|$ voor $n > N$ een monotoon dalende functie is, bezit c_n als functie van n de (relatieve) maxima:

$$c_n=\left|\frac{4EkN^2}{\pi(N^2-n^2)}\right|$$

Voor $n \gg N$ volgt hieruit de betrekking:

$$c_n=\frac{4EkN^2}{\pi n^2}\tag{4}$$

2. *Bepalen van de fourier-coëfficiënten voor fase-aansnijding*

In paragraaf 2.3. zijn de uitdrukkingen weergegeven voor de fourier-coëfficiënten voor fase-aansnijding. De functie, waarvan deze coëfficiënten moeten worden bepaald luidt:
$V(\omega t) = E\sin\omega t$
voor waarden van ωt liggende tussen de grenzen $\theta \leq \omega t < \pi$, en
$V(\omega t) = -E\sin\omega t$
voor waarden van ωt tussen $(\pi+\theta) \leq \omega t < 2\pi$, terwijl
$V(\omega t) = 0$ voor $0 \leq \omega t < \theta$ en voor $\pi \leq \omega t < (\pi+\theta)$.

De coëfficiënt a_r is gegeven door:

$$a_r=\frac{E}{\pi}\int_0^{\pi}\sin\omega t\;\cos r\omega t\;d\omega t-\frac{E}{\pi}\int_{\pi+\theta}^{2\pi}\sin\omega t\;\cos r\omega t\;d\omega t$$

met $r \neq 0; 1$

Na uitwerking vindt men:

$$a_r=\frac{2E}{\pi(1-r^2)}\;(\cos r\theta\;\cos\theta+r\;\sin r\theta\;\sin\theta+1)$$

voor $r = 2, 4, 6, \ldots$ en

$a_r = 0$ voor $r = 3, 5, 7, \ldots$

Op dezelfde wijze vindt men voor b_r:

$$b_r=\frac{2E}{\pi(1-r^2)}\;(\sin r\theta\;\cos\theta-r\;\cos r\theta\;\sin\theta)$$

voor $r = 2, 4, 6, \ldots$ en

$b_r = 0$ voor $r = 3, 5, 7, \ldots$

De amplitude van de r-de harmonische met hoekfrequentie $r\omega$, wordt:

$$c_r=\sqrt{a_r^2+b_r^2}=\left|\frac{2E}{\pi(1-r^2)}\right|\cdot$$

$$\cdot\left|\sqrt{r^2\sin^2\theta+\cos^2\theta+2\cos r\theta\;\cos\theta+2r\sin r\theta\;\sin\theta+1}\right|$$

voor $r = 2, 4, 6, \ldots$

Voor $r \gg 1$ volgt hieruit als maximale waarde van c_r:

$$c_r=\frac{2E}{\pi r}\tag{7}$$

Literatuur

[1] GALLAGHER, P. J. c.s.: Analysis of single-phase rectified thyristor controlled load with integral-cycle triggering. Proc. IEE, Vol. 117, Nr. 2; Febr. 1970.

[2] DE JONG, A.: The impedance of supply mains. CISPR/WG 1 (de Jong-Neth.), 7 Jan. 1970.

[3] CEE Publications 10 en 11: Electric motor-operated appliances; Electric cooking and heating appliances. Verkrijgbaar bij het NNI, Polakweg 5, Rijswijk.

[4] STUMPERS, F. L.: De internationale samenwerking in het radiostoringsonderzoek en de radiostoringsbestrijding. 'De Ingenieur', 1968, nr. 38, blz. ET 147 ... 149.

[5] MOHRING, F.: Meetmethoden voor radiostoringen; 'De Ingenieur', 1968, nr. 38, blz. ET 149 ... 160.

Over het Technisch Wetenschappelijk Onderwijs

Transmission of synchronous digital signals
Proefschrift dr. ir. D. van der Houwen

In zijn – op 13 januari 1971 aan de T.H. Delft verdedigd – proefschrift heeft de gepromoveerde de resultaten neergelegd van een onderzoek naar de transmissie van synchrone digitale signalen. Dergelijke signalen, welke onder meer worden gebruikt bij puls-code-modulatie overdracht en datatransmissie, worden opgevat als reeksen van symbolen, die uniform in de tijd verdeeld worden overgedragen.

Het onderzochte transmissiemodel omvat een zender, een transmissiekanaal en een ontvanger. Voor het transmissiekanaal is uitgegaan van een lineair tijdinvariant-systeem, waarbij zich aan de ingang van de ontvanger ruis bij het signaal voegt.

In een inleidende bespreking over de opbouw van het overgedragen synchrone digitale signaal wordt een analyse gegeven van de bij detectie optredende inter-symbool storing. Voor binaire transmissie wordt een uitdrukking afgeleid voor de '*worst case*' signaal-ruisverhouding.

Hierna worden door middel van een mathematische analyse de eigenschappen afgeleid van het bij het signaal passende optimale ontvangfilter. De storende ruis wordt als parameter in rekening gebracht. Ook wordt aandacht besteed aan het optimaal aanpassen van zowel het zendsignaal als de ontvangkarakteristiek aan het transmissiekanaal. Als voorbeeld wordt de transmissie over een coaxiale kabel behandeld.

Vervolgens worden de mogelijkheden van meer-niveau-transmissie nagegaan. Na een discussie over de optimale waarschijnlijkheidsverdeling van de niveaus komt de invloed van het aantal niveaus op de kanaalcapaciteit ter sprake.

Het proefschrift wordt afgesloten met een uiteenzetting over de eigenschappen van wat een *geheugen*detector wordt genoemd. In deze detector wordt de beslissingsdrempel door de voorafgaande beslissingen bestuurd. Na de optimalisering van het ontvangfilter van deze detector wordt het stabiliseren van de foutenkans van de detector onderzocht, in het bijzonder door gebruikmaking van een combinatie van een geheugendetector en een detector met vaste drempel.

Korte technische berichten

New ITU computer

At noon on Monday 21 December 1970 the contract for the lease of a Siemens computer 4004/135 by the International Telecommunication Union was signed in the office of the Secretary General of the Union in Geneva.

The ITU has had a computer on its premises since 1962. It is used largely for technical operations specified by the countries, Members of ITU, such as international management of the radio frequency spectrum, including broadcasting and monitoring, technical processing of stored data, with a view of establishing lists used on a world-wide basis to ensure the smooth operation of various telecommunication services, e.g. the International Frequency List (at a size of 800,000 lines), Lists of Call Signs, List of Ship Stations, List of Telegraph Offices, Telephone Statistics, etc.

The ITU also uses the computer for calculations involved in the establishment of international telecommunication standards.

The new computer to be used is equipped with a card reader working at a rate of 60,000 cards/h, a card punch, a printer operating at a rate of 55,000 lines/h (i.e. a maximum of $7\frac{1}{2}$ million characters), 4 magnetic tape units (having a reading capacity of 60,000 octets/s each) and two magnetic disk units with a capacity of 29 million octets per disk. The octet is an information unit consisting of 8 pulses (8 binary positions). It represents two digits or one character.

ITU Press Release.

Infrared detector

A new photovoltaic infrared detector for operation in the 8-12 micron region of the far infrared spectrum has been introduced by Raytheon Company.

Model IR101 is a single-crystal, lead-tin-telluride unit with detectivity characteristics comparable with those of copper- or mercury-doped germanium without the need for cooling to the low temperatures required by the latter devices.

Lead-tin-telluride operates at an optimum at liquid nitrogen temperatures as contrasted with liquid helium temperature operation of doped germanium photoconductive units.

Peak spectral response of lead-tin-telluride detectors is var-

iable by changing the alloy composition of the basic unit. Model IR101 is peaked for operation at 10 ... 11 microns.

Press Release 617 MU8-7148, Raytheon Company.

Boekennieuws

Aankondigingen

In de serie *Prisma-Technica* verscheen het vierde en laatste deel van **Grondslagen van de elektronica** door prof. dr. ir. J. J. DAVIDSE; uitgave Uitgeverij Het Spectrum N.V., Utrecht/Antwerpen.

De delen zijn ontstaan uit een reeks collegehandleidingen, die ten behoeve van de studenten aan de T.H. Delft werden uitgegeven.

Deel 1, 1969, 249 pagina's, prijs *f* 9,50, bevat de algemene grondslagen van buizen, transistoren, foto-elektrische componenten en geïntegreerde schakelingen;
Deel 2, 1970, 308 pagina's, prijs *f* 12,50, handelt over HF-schakelingen, met o.a. het toepassen van niet-lineaire eigenschappen voor modulatie en frequentietransformatie, de stabilisatie van de instelling van het actieve element, vermogensversterkers en veldeffecttransistoren.
Deel 3, 1970, 268 pagina's, prijs *f* 10,50, behandelt de frequentiekarakteristiek van versterkerschakelingen, waarbij ook gelijkstroomversterkers en operationele versterkers aandacht krijgen.
Deel 4, 1970, 172 pagina's, prijs *f* 8,50, is gewijd aan niet-lineaire schakelingen voor pulstechnieken, begrenzers, logische schakelingen en regeneratieve schakelingen.

Bij Kluwer, Deventer, verschenen in de *Kader Reeks* o.m.:
Stereo-handboek, 1970, 148 pagina's, prijs *f* 19,75; door G. W. SCHANZ. In beknopte vorm wordt een overzicht gegeven van de stereo-geluidstechniek; tevens worden richtlijnen besproken voor het doelmatig beproeven en keuren van stereo-weergeefapparatuur.

Digitale meettechniek, 1969, 167 pagina's, prijs *f* 24,50; door H. W. FRICKE, Ing.
Het boek geeft een gemakkelijk leesbare inleiding tot de digitale techniek, waarbij korte hoofdstukken zijn gewijd aan talstelsels, digitale tellers, codering, analoog-digitaal-omzetters, logische schakelingen en codeomzetters. In een aanhangsel van 20 pagina's worden een aantal begrippen en benamingen omschreven die bij digitale technieken worden gebezigd.

Voorts verscheen bij Kluwer, Deventer:

Schemaboek lineaire geïntegreerde schakelingen, 1970, 95 pagina's, prijs *f* 12,50; door J. H. JANSEN.

Lineaire versterkers in geïntegreerde schakelingen, 1969, 104 pagina's, prijs *f* 9,90; door T. J. M. HILLE.

Tevens verscheen bij deze uitgever in de serie *Philips Technische Bibliotheek* de derde, ongewijzigde, druk van **Diodes en transistoren,** 1970, 469 pagina's, prijs *f* 49,50, van de hand van G. FONTAINE, in de Nederlandse vertaling van H. E. KATER. Het boek is onderverdeeld in drie afdelingen: Fysische verschijnselen in halfgeleiders; Diodes; Transistors. Voor het bespreken van de verbanden tussen stromen en spanningen is steeds gebruik gemaakt van zeer eenvoudige wiskundige betrekkingen.

Varia

Tentoonstelling 'Het Instrument', najaar 1971

De vereniging 'Het Instrument' heeft besloten, van 29 september tot en met 7 oktober 1971 haar tentoonstelling te houden, en wel in het RAI-gebouw te Amsterdam. De manifestatie zal ruim 20000 m^2 standoppervlak in beslag nemen. De vorige tentoonstelling, in 1969, besloeg 17881 m^2.

Het accent van de tentoonstelling zal liggen op:
- meet- en regeltechniek en elektronica, inclusief onderdelen;
- wetenschappelijk onderzoek, waarbij inbegrepen laboratoriumapparatuur;
- medische instrumenten en apparaten.

Parallel met de tentoonstelling wordt een voordrachtenprogramma georganiseerd, dat voor een deel door technisch-wetenschappelijke verenigingen zal worden verzorgd, voor een ander deel door de exposanten.

In dit kader denkt het NERG op 4 oktober aanstaande in de tentoonstellingsruimte een werkvergadering te beleggen.

Uit het NERG

Administratie van het NERG: Postbus 39, Leidschendam.
Giro 94746 t.n.v. penningmeester NERG, Leidschendam.
Secretariaat van de Examencommissie-NERG: von Geusaustraat 151, Voorburg.

Ledenmutaties

Nieuwe leden
Ir. E. Backer, van Adrichemstraat 95, Delft.
Ir. D. E. Boekee, Sasboutstraat 130, Delft.
W. Meyers, Herenweg 24, Noordwijk-Binnen.

Nieuwe adressen van leden
Dr. ir. P. A. H. Hart, Asterlaan 4, Aalst N.B.
Ir. J. C. Huizinga, Lt. Gen. Foulkeslaan 1, Aerdenhout.
Prof. ir. L. H. M. Huydts, Marathonstraat 6, Bergen op Zoom.
J. Lennings, Halseweg 28, Zelhem.
Prof. ir. W. H. van Zoest, 1e Sage ten Broeklaan 43, Eindhoven.